БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ ИМЕНИ А. Н. СЕВЧЕНКО БГУ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМЕНИ Б. И. СТЕПАНОВА НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ

БЕЛОРУССКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

# КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

**Материалы**
**XV Международной научно-технической конференции**

**Минск, 18–20 ноября 2025 г.**

Научное электронное издание

Минск, БГУ, 2025

**ISBN 978-985-881-861-6**

© БГУ, 2025

УДК 621.373.8(06)
ББК 32.86я431

Редакционная коллегия:
доктор физико-математических наук, профессор *А. А. Афоненко* (гл. ред.);
доктор физико-математических наук, профессор *М. М. Кугейко*;
*А. В. Баркова*

Рецензенты:
доктор физико-математических наук, профессор *М. А. Ксенофонтов*;
доктор физико-математических наук, профессор *В. А. Саечников*

**Квантовая** электроника : материалы XV Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 18–20 нояб. 2025 г. / Белорус. гос. ун-т ; редкол.: А. А. Афоненко (гл. ред.), М. М. Кугейко, А. В. Баркова. – Минск : БГУ, 2025. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Текст : электронный. – ISBN 978-985-881-861-6.

Проанализированы теоретические проблемы применения систем и методов квантовой электроники. Рассмотрены вопросы физики лазеров, информационных технологий, а также методические аспекты преподавания дисциплин по указанной тематике.

---

**Минимальные системные требования:**
PC, Pentium 4 или выше; RAM 1 Гб; Windows XP/7/10/11; Adobe Acrobat.

Оригинал-макет подготовлен в программе Microsoft Word

В авторской редакции

Ответственный за выпуск *А. А. Афоненко*

Подписано к использованию 17.11.2025. Объем 44,75 МБ

Белорусский государственный университет.
Управление редакционно-издательской работы.
Пр. Независимости, 4, 220030, Минск.
Телефон: (017) 259-72-40.
email: urir@bsu.by
http://elib.bsu.by/

## Организационный комитет

**Кугейко М. М.** – сопредседатель, профессор кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Ушаков Д. В.** – сопредседатель, декан факультета радиофизики и компьютерных технологий БГУ, доктор физико-математических наук, доцент

**Афоненко А. А.** – ученый секретарь, заведующий кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Воропай Е. С.** – профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Гапоненко С. В.** – директор Института физики НАН Беларуси, академик НАН Беларуси, доктор физико-математических наук, профессор

**Кучинский П. В.** – директор Института прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Плавский В. Ю.** – заместитель директора Института физики НАН Беларуси по научной и инновационной работе, кандидат физико-математических наук

**Толстик А. Л.** – заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Яблонский Г. П.** – заведующий лабораторией Института физики НАН Беларуси, доктор физико-математических наук, профессор

**Баркова А. В.** – ведущий инженер-электроник кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ

## Программный комитет

**Афоненко А. А.** – заведующий кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Воропай Е. С.** – профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Кугейко М. М.** – профессор БГУ, доктор физико-математических наук, профессор

**Ушаков Д. В.** – декан факультета радиофизики и компьютерных технологий БГУ, доктор физико-математических наук, доцент

**Яблонский Г. П.** – заведующий лабораторией Института физики НАН Беларуси, доктор физико-математических наук, профессор

## Содержание

*Новицкий Д.В.* Взаимодействие резонансных сред с излучением комплексной частоты ..... 12

*Матвеенко В.В.* Верификация методов расчета типов колебаний в резонаторе ..... 15

*Сердюк В.М.* Дифракционная модель эффекта безлинзовой фокусировки электромагнитного излучения в ближней зоне микроотверстий ..... 20

*Тимощенко Е.В., Юревич В.А., Юревич Ю.В.* К задаче о сверхизлучении в резонаторе в условиях нелинейного дрейфа частоты ..... 25

*Кабанов В.В., Негриенко А.О.* Самосогласованное дискретное Фурье-представление интенсивности лазерного пучка в фазовом пространстве ..... 30

*Давыдовская В.В., Федорова А.В., Блоцкая Д.С., Тарасюк Е.В.* Динамика изменения двумерного сингулярного пучка при его распространении в фоторефрактивном кристалле силленит-типа ..... 35

*Кулак Г.В., Варанецкий А.М., Ропот П.И., Тозик Л.А.* Модуляция бесселевых световых пучков в кристаллах парателлурита акустооптическим методом ..... 39

*Рыжевич А.А., Балыкин И.В., Железнякова Т.А.* Коэффициент интенсивности первого кольца бесселева светового пучка нулевого порядка ..... 44

*Алтухов Ю.А., Проскуряков Д.А., Чубаров Д.М., Растрыгин Д.С., Долгирев В.О., Шарангович С.Н.* Дифракционные характеристики мультиплексированных чирпированных многослойных неоднородных голографических структур с КПЖК ..... 48

*Авласевич Н.Т., Бейтюк Ю.Р., Ляликов А.М.* Схемы восстановления интерференционных картин при использовании раздельных голограмм периодической структуры, записанных в низкокогерентном свете с опорной дифракционной решеткой ..... 53

*Штырёв Д.И., Мельникова Е.А., Могильный В.В., Толстик А.Л.* Голографические транспаранты для формирования оптических вихрей с заданной фазовой топологией ..... 58

*Навныко В.Н., Блоцкая Д.С., Макаревич А.В., Кулак Г.В., Шандаров С.М.* Определение оптимальных направлений волнового вектора фазовой голограммы в кристалле InP:Fe ..... 63

*Агашков А.В.* Методологическая неточность в экспериментах по двухволновому смешению ..... 67

*Русак А.А., Траскевич К.Д., Ходасевич И.А., Орлович В.А., Новиков Н.С., Артыкова Г.Д., Унурбилэг Дармаа* Численное моделирование внутрирезонаторного процесса параметрической генерации света в трехзеркальной кольцевой схеме для высоких энергий импульсов накачки ..... 72

*Курстак В.Ю., Ануфрик С.С.* Модель нелинейного поглощения излучения пикосекундной длительности нанокомпозитом с красителем с учетом двухфотонного поглощения ..... 77

*Ходасевич И.А., Орлович В.А., Водчиц А.И., Траскевич К.Д., Новиков Н.С., Батай Л.Е., Першин С.М., Гришин М.Я.* Основанная на обратном вынужденном комбинационном рассеянии компрессия пикосекундных импульсов в легкой воде ..... 82

*Старухин А.С., Панарин А.Ю., Терехов С.Н., Ильин А.Ю., Павич Т.А.* Спектры резонансного комбинационного рассеяния металлофталоцианинов ..... 86

*Першин С.М., Гришин М.Я., Шашков Е.В., Болдин Г.А., Орлович В.А., Водчиц А.И., Ходасевич И.А., Вальшин А.М.* Пикосекундный ВКР-лазер на этаноле с синхронной накачкой и выходным элементом резонатора на основе обращения волнового фронта ..... 89

*Першин С.М., Водчиц А.И., Ходасевич И.А., Новиков Н.С., Гришин М.Я., Орлович В.А.* Обратимый переход между однопучковой и многопучковой филаментацией излучения ВКР пикосекундных лазерных импульсов в воде при перемещении перетяжки пучка ..... 94

*Водчиц А.И., Орлович В.А., Ходасевич И.А., Траскевич К.Д., Першин С.М., Гришин М.Я.* Эффективность прямого и обратного ВКР в тяжёлой воде в вертикальной схеме возбуждения ..... 99

*Грабчиков А.С., Батай Л.Е., Орлович В.А., Даваасамбуу Ж., Цоохуу Х., Онербилэг Д., Баярцэнгэл Д.* Стабильность энергии импульсов стоксова излучения при возбуждении ВКР в сжатом водороде двухчастотным излучением Nd:YAG лазера ..... 104

*Грабчиков А.С., Батай Л.Е.* Статистические особенности в процессах генерации второй гармоники и ВКР преобразования при возбуждении лазерным излучением со статистикой Леви ..... 109

*Мерзликин Б.С., Филиппова Е.О.* Гауссов бозонный сэмплинг для описания фотофизики молекул ..... 113

*Филимоненко Д.С., Низовцев А.П., Килин С.Я.* NV-центры в алмазе как платформа для полностью оптической квантовой магнитометрии ..... 116

*Пилипович А.С., Фань Ф., Лысенко И.И., Поведайло В.А., Тихомиров С.А., Шманай В.В.* Взаимодействие бифлуорофора 6-карбоксифлуоресцеина с циклодекстринами ..... 120

*Шандаров С.М., Кистенева М.Г., Акрестина А.С., Колмаков А.А., Комов Э.В.* Спектры оптического поглощения в диффузионно-легированных кристаллах $LiNbO_3$:Cu ..... 125

*Арабей С.М., Слонская С.В., Нехайчик А.А.* Проявление электронно-колебательного взаимодействия возбужденных состояний в квазилинейчатых спектрах порфина ..... 130

*Блохин А.П., Тихомиров С.А., Пилипович А.С., Phung Viet Tiep, Pham Hong Minh* Фёрстеровский перенос электронной энергии в биомолекулах с внутренними вращениями флуоресцентных меток ..... 135

*Корольков М.В.* Влияние кросс-релаксационного обмена между ионами на динамику формирования и релаксации ап-конверсионной люминесценции ..... 140

*Арабей С.М., Першукевич П.П., Бельков М.В., Рычихина Е.Д., Стужин П.А.* Фосфоресцентные свойства индиевого комплекса этиопорфирина-I ..... 145

*Плавский В.Ю., Третьякова А.И., Дудинова О.Н., Собчук А.Н., Микулич А.В., Плавская Л.Г., Ананич Т.С., Кнюкшто В.Н., Катаркевич В.М.* Низкотемпературная люминесценция куркумина ..... 150

*Пархоц М.В., Лепешкевич С.В., Cai Yu.* Влияние наноносителя на спектральные характеристики хлорина $e_6$ в растворах с различными значениями pH ..... 155

*Старухин А.С., Романенко А.А., Ильин А.Ю., Павич Т.А.* Проявление влияния атмосферного молекулярного кислорода на спектральные и фотофизические параметры металлопорфиринов ..... 160

*Старухин А.С., Шершень В.С., Павич Т.А.* Исследование спектральных и фотофизических характеристик молекулярных структур для создания бихромофорных комплексов ..... 165

*Першукевич П.П., Тагиев О.Б., Асадов Э.Г., Ибрагимова Т.Ш., Казимова Ф.А., Бельков М.В., Таболич А.А., Луценко Е.В., Муравицкая Е.В., Павловский В.Н., Урманов Б.Д., Яблонский Г.П.* Фотолюминесценция кристаллов щелочноземельного тиогалата $CaGa_2S_4$:Tm,Yb при комнатной температуре ..... 170

*Замковец А.Д., Баран Л.В., Кузьмицкая А.С., Малютина-Бронская В.В., Фролов И.Ю.* Оптические и фотоэлектрические свойства плотноупакованных наноструктур серебра на подложках из кремния ..... 175

*Замковец А.Д., Дынич Р.А.* Особенности проявления плазмонного резонанса в гибридных наноструктурах Ag-CuPc и Ag-NiPc ..... 179

*Гайда Л.С., Свистун А.Ч., Матук Е.В., Гузатов Д.В., Мусафиров Э.В.* Теоретическое исследование нагрева наночастицы лазерным излучением в жидкости ..... 183

*Ануфрик С.С., Тарковский В.В., Курьян Н.Н.* Фотостабильность и ресурс работы комплексов включения лазерных красителей с β-циклодекстрином и наночастицами серебра ..... 188

*Ануфрик С.С., Васильев С.В., Курьян Н.Н., Шуленкова В.А.* Особенности формирования наноструктур свинца ..... 193

*Поклонский Н.А., Вырко С.А., Сягло А.И., Раткевич С.В.* Преломление электромагнитных волн решеткой из нанорулонов и листов на основе бислоев графен/нитрид бора ..... 197

*Воропай Е.С., Пахоменко Р.А.* Перестраиваемый лазер на поликристаллическом Cr: ZnSe с импульсно-периодической накачкой ..... 202

*Катаркевич В.М.* РОС-лазер на красителях со стабильной длиной волны излучения, возбуждаемый субнаносекундным твердотельным Nd:YAG микролазером с диодной накачкой ..... 206

*Зноско К.Ф.* Оптимизация режимов возбуждения электроразрядных эксимерных лазеров ..... 211

*Крыжановская Н.В., Моисеев Э.И., Комаров С.Д., Иванов К.А., Цацульников А.Ф., Луценко Е.В., Войнилович А.Г., Сахаров А.В., Артеев Д.С., Николаев А.Е., Заварин Е.Е., Масютин Д.А., Пивоварова А.А., Ильинская Н.Д., Смирнова И.П., Марков Л.К., Жуков А.Е.* Лазерная генерация в дисковых и кольцевых микрорезонаторах InGaN/GaN/AlGaN на кремнии ..... 216

*Мельниченко И.А., Шугабаев Т.М., Фоминых Н.А., Махов И.С., Моисеев Э.И., Гридчин В.О., Жуков А.Е., Крыжановская Н.В., Луценко Е.В.* Влияние золь-гель пассивации $SiO_2$ на оптические характеристики InGaAsN/GaAs микролазеров ..... 221

*Стецик В.М., Зеков П.Е.* Поляризация излучения полупроводниковых лазеров в ближней зоне ..... 226

*Гаель М.Д., Стецик В.М.* Применение интерферометра Майкельсона для регистрации режимов перескоков мод в полупроводниковых лазерах ..... 229

*Стецик В.М., Лешкевич В.В.* Метод измерения температуры активной среды полупроводникового лазер при пилообразном токе накачке ..... 234

*Тарасюк Н.П., Афоненко А.А., Луценко Е.В.* Численный анализ модового усиления AlGaN гетероструктур с двумя и тремя квантовыми ямами при оптической накачке ... 237

*Афоненко А.А., Матюхин А.Б.* Моделирование динамики оптоэлектронного генератора на основе лазерного диода с внешним резонатором ..... 241

*Иванович В.Д., Трухин В.Н., Малевич В.Л.* Генерация терагерцовых электромагнитных импульсов в *p-i-n* диоде, возбуждаемом фемтосекундным лазерным излучением..... 244

*Ушаков Д.В., Хабибуллин Р.А., Дубинов А.А.* Пороговое усиление ТГц ККЛ в поверхностно-плазмонном волноводе ..... 249

*Афоненко А.А., Кадола Е.В., Радчикова В.С.* Моделирование прямой модуляции квантово-каскадного лазера ТГц диапазона ..... 251

*Афоненко Ан.А., Афоненко А.А., Дубинов А.А., Хабибуллин Р.А.* Экранирование заряженных примесей в квантово-каскадных гетероструктурах..... 253

*Козодоев С.В., Демидович С.А., Гайдук П.И.* Поглощение ИК-излучение структурами $SiN_x/Ti/SiN_x$ ..... 256

*Снегирев А.В., Ковалев В.М., Энтин М.В.* Фотогальванический эффект в напряженном монослое графена ..... 259

*Мищенко В.Н.* Моделирование выходных характеристик гетероструктурных приборов с использованием графена и его модификаций..... 262

*Жевняк О.Г.* Моделирование эффекта ослабления паразитного туннелировавания электронов в элементах флеш-памяти с глубоким стоком ..... 266

*Борздов А.В., Борздов В.М., Поздняков Д.В.* Влияние шероховатостей поверхности на дрейфовую скорость электронов в транзисторной структуре с одномерным проводящим каналом ..... 270

*Шилов А.В., Стаськов Н.И., Сотский А.Б., Пилипенко В.А., Петлицкий А.Н., Мельников С.А.* Оптическая неоднородность легированных кремниевых подложек..... 273

*Ювченко В.Н., Мискевич С.А., Комаров Ф.Ф.* Моделирование одиночного сбоя в 6-транзисторной SRAM-ячейке при высокоэнергетическом ионном облучении ..... 278

*Наливайко О.Ю., Рудницкий К.В., Шамплет А.В.* Выращивание эпитаксиальных слоев кремния, легированных бором, с использованием трихлорсилана и диборана ... 283

*Starovoitov V.S., Samoilenka M.D., Chizhevsky V.N.* Ghost imaging with a SPAD array at low light intensities ..... 288

*Гуралюк К.М., Поляков А.В.* Влияние DWDM-технологии на надежность приема информации в оптоволоконных телекоммуникационных системах..... 293

*Каваленя А.А., Поляков А.В.* Долговечность кварцевых волоконных световодов с металлическим покрытием при нестационарных продольных деформациях..... 297

*Понкратов Д.В., Пилипенко В.А., Стаськов Н.И., Петлицкий А.Н., Мельников С.А., Сотский А.Б., Сотская Л.И., Шилов А.В., Шестовский Д.В.* Монохроматическая эллипсометрия оксидных слоев на кремниевых пластинах, сформированных быстрым термическим отжигом ..... 301

*Кугейко М.М., Трусевич Л.А., Громыко И.Ю.* О возможностях оптических методов в диагностике компонентного состава газовых смесей ..... 306

*Кугейко М.М.* Обратные задачи в лазерной диагностике и спектроскопии ..... 311

*Ковтун-Кужель В.А., Самородов А.П., Буклага М.Д., Хацук Д.В.* Исследование коэффициента асферичности формы индикатрисы рассеяния диэлектрических цилиндров конечной длины ..... 317

*Туркин В.А., Привалов В.Е., Шеманин В.Г.* ИК система контроля газовых выбросов вредных веществ судовыми энергетическими установками ..... 320

*Королько Д.А., Ходасевич М.А., Колесников И.Е.* Одно- и многопараметрическая флуоресцентная термометрия на основе спектров порфирина $MPy(OPrOH)_2$ ..... 325

*Щуко А.В., Белянова Е.Ю., Милто А.Ю., Патапович М.П.* Изучение оптимальных условий создания оловосодержащих нанопленок методом лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии ..... 329

*Асеев В.А., Колодочка П.С., Савчук А.А., Ходасевич М.А.* Многопараметрическая калибровка состава эталонных биллонных сплавов по лазерно-искровым эмиссионным спектрам ..... 331

*Бельков М.В., Кацалап К.Ю., Колодочка П.С., Ходасевич М.А.* Нелинейная калибровка состава низколегированных сталей портативным лазерным эмиссионным спектрометром ..... 336

*Naumenko A., Blizniuk L., Kurochkin Yu.* Comparison of underwater in situ gamma-ray spectrometers with NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ scintillators ..... 341

*Пухтеев А.О., Абраменко Е.В., Мартынова М.А., Орехова Н.А.* Исследование структуры фрагмента железного метеорита методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии ..... 346

*Апанасевич С.П., Колодочка П.С., Королько Д.А., Куликовская П.А., Колобкова Е.В., Ходасевич И.А., Ходасевич М.А.* Многопараметрическая калибровка температуры по спектрам флуоресценции $5\%Yb^{3+},0.1\%Ho^{3+}:95MgCaSrBaYAl_2F_{14}\text{-}5Ba(PO_3)_2$ ..... 351

*Самцов М.П., Тарасов Д.С., Радько А.Е., Шевченко К.А., Кирсанов А.А., Лабода Н.В., Воропай Е.С.* Кинетический спектрофлуориметр для анализа объектов в физике и биологии ..... 356

*Лискович А.А.* Сравнительная материаловедческая экспертиза химического состава латуни LIBS и XRF методами ..... 361

*Омелюсик И.Ю., Воропай Е.С., Радько А.Е.* Программа управления многоканальным детектором для малогабаритного спектрометра ..... 366

*Балухо И.Н., Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н.* Лаборатория рентгеновской оптики с удаленным доступом ..... 370

*Балухо И.Н., Ментуз С.А., Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н.* Многоэлементная преломляющая линза для лабораторных источников ..... 374

*Балухо И.Н., Ментуз С.А., Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н.* Спектральные характеристики фокусного пятна многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы ..... 378

*Лискович А.А.* Влияние положения мишени на интенсивность спектральных линий лазерной эрозионной плазмы ..... 382

*Курьян Н.Н., Ануфрик С.С.* Особенности формирования лазерной плазмы на нагретых образцах технологических глин ..... 387

*Гончаров В.К., Пузырев М.В.* Оптимизация потенциала ускоряющего электрического поля в лазерно-плазменном источнике ионов для формирования наноструктур при повышенных плотностях мощности лазерного излучения ..... 392

*Васильев С.В., Ситкевич А.Л.* Динамика поверхностных процессов при лазерном воздействии на прозрачный диэлектрик в различных внешних условиях ..... 396

*Ермалицкая К.Ф., Шерба У.К., Красноперов Н.Н., Воропай Е.С.* Исследование возможности напыления нанопленок из оксидов титана, легированных алюминием, при распылении титана и алюминия сдвоенными лазерными импульсами в атмосфере воздуха ..... 401

*Ермалицкая К.Ф., Красноперов Н.Н., Воропай Е.С., Зажогин А.П., Щерба У.К.* Формирование оксидов на поверхности титана при двухимпульсной лазерной абляции титановой мишени с управляемой плотностью мощности лазерного излучения ..... 406

*Нестерова Е.Ю., Зайков В.А., Комаров Ф.Ф., Константинов С.В., Дьяченко В.А.* Температурный коэффициент сопротивления структур $Ti_{1-x}Al_xCuN/SiO_2$, осажденных методом магнетронного распыления ..... 411

*Зеленко А.В.* Свойства наночастиц лазерно-абляционного и электровзрывного синтеза осажденных на поверхность подложки ..... 416

*Гусаков Г.А., Корякин С.В., Шаронов Г.В., Королик О.В., Шарко С.А., Нагалюк С.С.* Лазерная обработка поверхности карбида кремния ..... 421

*Козлов В.Л., Бахарь М.А.* Программное приложение на основе корреляционной обработки цифровых изображений для криминалистических исследований ..... 426

*Козлов В.Л., Попруженко А.В.* Программное приложение для измерения параметров движения летящих объектов на основе анализа цифрового изображения ..... 429

*Козлов В.Л., Кисель О.В.* Программное приложение для измерения параметров движения летящих объектов на основе эффекта Доплера ..... 432

*Gao Runchen, Spiridonov* An effective engineering approach to launch vehicle stability analysis ..... 435

*Сат Паинг Тун, Баранова В.С., Спиридонов А.А.* Генерация усредненных орбитальных параметров на основе измерений вектора состояния малого космического аппарата ..... 439

*Сарнацкий Д.Д., Яцков Н.Н., Гринев В.В.* Исследование информативности признаков нуклеотидных сайтов при обнаружении однонуклеотидных генетических полиморфизмов ..... 443

*Сарнацкий Д.Д., Яцков Н.Н., Гринев В.В.* Имитационное моделирование сайтов однонуклеотидных генетических полиморфизмов в молекулах ДНК ..... 448

*Нагорный Р.К., Микулич А.В., Ананич Т.С., Прокопенко Н.Д., Собчук А.Н., Третьякова А.И., Плавская Л.Г., Якимчук С.В., Леусенко И.А., Шмитько А.Л., Плавский В.Ю.* Фотосенсибилизирующее действие амфотерицина В в отношении штамма бактерий *Escherichia coli* М-17 ..... 454

*Рыжевич А.А., Балыкин И.В., Железнякова Т.А., Коваленко И.П.* Концепция устройства для регистрации дефектов зубной эмали ..... 459

*Тарасов Д.С., Лабода Н.В., Луговский А.А., Гусаков Г.А., Самцов М.П.* Фотостабильность коньюгатов трикарбоцианинового красителя и ультрадисперсного алмаза при комплексообразовании с биологическими модельными структурами ..... 464

*Прокопенко Т.А., Пашковская И.Д., Нечипуренко Н.И., Зажогин А.П.* Морфоструктурный анализ и лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия фаций капель плазмы крови в диагностике у пациентов с дисциркуляторной энцефалопатией ..... 469

*Орёл Н.М., Лисенкова А.М.* Действие лазерного излучения в сочетании с фенольными соединениями Гинкго билоба (Ginkgo bilōba) на активность антиоксидантных ферментов и интенсивность процессов ПОЛ в тканях крыс в опытах in vitro ..... 474

*Бурделёв О.С., Фираго В.А.* Интеграция VR-комплексов с оптико-физическими датчиками систем биологической обратной связи для оценки психической напряжённости лиц ответственных профессий ..... 476

*Фираго В.А., Славинский С.Г., Сафонов Е.В.* Блок управления сверхъяркими светодиодами устройства для определения сатурации артериальной крови коры головного мозга..... 481

*Фираго В.А., Лебедевский А.В., Славинский С.Г., Слодинская В.М.* Комплекс оптико-физических датчиков для оперативной оценки текущего состояния сердечно-сосудистой системы..... 485

*Шмитько А.Л., Третьякова А.И., Нагорный Р.К., Микулич А.В., Собчук А.Н., Ананич Т.С., Прокопенко Н.Д., Якимчук С.В., Леусенко И.А., Плавская Л.Г., Катаркевич В.М., Плавский В.Ю., Емельянова О.А., Дудчик Н.В.* Противогрибковое действие синего света, обусловленное наномолярными концентрациями эндогенных порфириновых фотосенсибилизаторов в клетках дрожжей *Candida albicans* ..... 487

*Лепешкевич С.В., Сазанович И.В., Пархоц М.В.* Фотодиссоциация оксида углерода в субъединицах гемоглобина ..... 492

*Белько Н.В., Мальтанова А.М., Богданова А.В., Тарасов Д.С., Фатыхова С.А., Шабуня П.С., Смоляков А.А., Позняк С.К., Кулагова Т.А., Самцов М.П.* Фотоиндуцированная генерация супероксидного радикала индотрикарбоцианиновыми красителями ..... 497

*Дудинова О.Н., Плавская Л.Г., Третьякова А.И., Микулич А.В., Ананич Т.С., Прокопенко Н.Д., Нагорный Р.К., Крученок Ю.В., Собчук А.Н., Якимчук С.В., Леусенко И.А., Катаркевич В.М., Плавский В.Ю.* О механизме фотоповреждения клеток, сенсибилизированных куркумином ..... 501

*Дудинова О.Н., Плавская Л.Г., Третьякова А.И., Микулич А.В., Ананич Т.С., Прокопенко Н.Д., Нагорный Р.К., Крученок Ю.В., Собчук А.Н., Якимчук С.В., Леусенко И.А., Плавский В.Ю.* Об оптимальной длине волны излучения для сенсибилизированного куркумином фотоповреждения клеток ..... 506

*Плавский В.Ю., Будевич А.И., Леусенко И.А., Якимчук С.В., Собчук А.Н., Ананич Т.С., Третьякова А.И., Микулич А.В., Плавская Л.Г., Шмитько А.Л., Катаркевич В.М., Сапсалев С.А., Януть Н.В., Бровко Т.Н.* Разработка фотостимулятора для повышения эффективности репродуктивных технологий в свиноводстве и фотофизических механизмов, определяющих регуляторное действие света на сперму хряков ..... 511

*Чижевский В.Н., Лахмицкий Н.В., Ридико Л.И., Килин С.Я.* Реализация логических операций на искусственной оптоэлектронной импульсной нейронной сети ..... 516

*Бушук С.Б., Куликовская П.А., Пучковский И.Н., Ходасевич М.А., Шавель С.С.* Одновременная калибровка механического напряжения и температуры с помощью одной волоконной брэгговской решетки и методов машинного обучения..... 521

*Жевняк О.Г.* Свойства модифицированной цепи Белла и её влияние на кубиты ..... 526

*Балухо И.Н., Адамович В.Ю., Жукова М.Н., Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н.* Распознавание рентгеновских изображений объектов с использованием нейронных сетей структуры MLP ..... 530

*Лобанок М.В., Гринько С.С., Людчик О.Р.* Авторизация пользователей по QR-кодам, записанным с помощью импульсно-лазерной обработки материалов ..... 534

*Дубовик В.А., Лобанок М.В., Людчик О.Р., Вишневская Е.В.* Сравнительный анализ методов записи информации в твердотельных материалах с использованием наносекундного лазерного излучения ..... 539

*Лебедевский А.В.* Синхронизация времени отсчетов параллельных потоков данных, формируемых микропроцессорными блоками комплекса оптико-физических датчиков кардиоваскулярного монитора..... 544

*Фираго В.А., Стецик В.М., Людчик О.Р.* Современные тенденции организации лабораторных практикумов по изучению принципов фотоники, спектрометрии и квантовой электроники..... 546

*Саханкова А.О., Чесюнайте К.Г., Лобанок М.В.* Концепция информационной системы для дистанционного углубленного образования с проверкой академической добросовестности ..... 551

*Семенович Александр С., Семенович Алексей С., Стецко И.П.* Многофункциональный лабораторный комплекс для изучения встраиваемых систем при подготовке специалистов в области IoT-технологий..... 556

Авторский указатель ..... 560

# Взаимодействие резонансных сред с излучением комплексной частоты

**Д. В. Новицкий**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: d.novitsky@ifanbel.bas-net.by*

В последние годы активно исследуется распространение и преобразование волн, имеющих комплексную частоту. Такие волны позволяют задействовать нули и полюса рассеяния (резонансы), которые располагаются на комплексных частотах, и имитировать поглощение и усиление излучения в пассивных системах. В докладе дается краткий обзор этого направления исследований и приводятся результаты, полученные автором при изучении взаимодействия оптического излучения комплексной частоты с резонансными средами.

***Ключевые слова:*** нули и полюса рассеяния; резонансно поглощающая среда; уравнения Максвелла-Блоха; виртуальное поглощение; виртуальное усиление.

# Interaction of resonant media with complex-frequency radiation

**D. V. Novitsky**

*B. I. Stepanov Institute of Physicsc of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: d.novitsky@ifanbel.bas-net.by*

In recent years, the propagation and transformation of waves with complex frequencies has been actively studied. Such waves make it possible to use scattering zeros and poles (resonances) located at complex frequencies and to emulate absorption and amplification of radiation in passive systems. This talk provides a brief overview of this area of research and presents the results obtained by the author in studying the interaction of complex-frequency optical radiation with resonant media.

***Keywords:*** scattering zeros and poles; resonant absorbing medium; Maxwell-Bloch equations; virtual absorption; virtual gain.

В 1962 г. белорусский физик А. П. Хапалюк предсказал и теоретически проанализировал эффект резонансного поглощения когерентного излучения, падающего с двух сторон на слой поглощающей среды [1]. При определенных соотношениях между толщиной слоя и его комплексным показателем преломления интерференция излучения внутри среды делает возможной полное поглощение его энергии. Идея была переоткрыта в 2010 г. [2] и получила известность в современной оптике под названием «когерентное идеальное поглощение». Этому эффекту посвящена обширная литература и ряд обзорных статей [3].

Согласно современным представлениям, когерентное идеальное поглощение возникает, когда на действительной частоте имеет место нуль рассеяния, что возможно при наличии в системе поглощающего материала. В общем случае нули рассеяния оптических систем располагаются на комплексных частотах, а потому монохроматическое излучение может поглощаться лишь частично. Аналогичные умозаключения справедливы и для полюсов рассеяния: полюс на действительной оси отвечает самовозбуждению системы при наличии в ней усиливающего материала (порог лазерной генерации), а на комплексной частоте – одному из ее

резонансов. Изучение динамики нулей и полюсов рассеяния является достаточно мощным инструментом анализа оптического отклика систем, позволившим в последние годы выявить различные сценарии и аномалии в рассеянии света [4].

Следующим шагом стало возникновение идеи виртуального поглощения, которое возникает при непосредственном возбуждении нуля рассеяния излучением комплексной частоты [5]. Такое излучение, очевидно, характеризуется экспоненциально возрастающей амплитудой (огибающей). Если на слой пассивной (непоглощающей) среды с двух сторон падают волны, экспоненциальный рост амплитуды которых определяется мнимой частью комплексной частоты нуля рассеяния, наблюдается имитация поглощения: излучение отсутствует на выходе из среды и накапливается внутри нее до тех пор, пока продолжается ее облучение волнами с возрастающей амплитудой. После отключения возбуждающих волн энергия излучения покидает среду, не испытав реального поглощения. Можно сказать, что условия когерентного идеального поглощения и виртуального поглощения как бы дополняют друг друга: в первом случае используются излучение с действительной частотой и среда с комплексными параметрами (показателем преломления), тогда как во втором – пассивная среда и излучение комплексной частоты.

Концепция виртуального поглощения может быть реализована не только для электромагнитного излучения, но и для других типов волн, в том числе упругих [6] и акустических [7], и рассматривалась применительно к самым разным объектам, включая метаповерхности [8] и плазму [9]. Аналогичным образом было введено представление о виртуальном усилении при взаимодействии экспоненциально затухающего излучения с поглощающей средой [10]. В настоящее время круг эффектов и результатов, связанных с использованием излучения комплексной частоты, весьма широк, в чем можно убедиться из свежей обзорной статьи [11].

В настоящем докладе сделан краткий обзор явлений, связанных с использованием излучения комплексной частоты, а также излагаются результаты собственных теоретических исследований автора [12, 13], посвященных виртуальному поглощению и усилению света в резонансных средах.

Математическая модель взаимодействия резонансных сред с электромагнитными волнами, амплитуда которых экспоненциально нарастает или затухает, основана на системе уравнений Максвелла–Блоха в двухуровневом приближении. В рамках этой модели рассчитана динамика распространения двух встречных волн с экспоненциально нарастающей амплитудой в слое резонансно поглощающей среды (первоначально заселен только основной уровень) и продемонстрирован эффект виртуального поглощения, сопровождающийся частичным заселением возбужденного уровня. После резкого выключения возбуждающих волн излучение покидает среду, причем в спектре высвобождаемого излучения наблюдается характерный провал на резонансной частоте, обусловленный частичным поглощением света. Виртуальное поглощение наблюдается и в случае возбуждённой (усиливающей) резонансной среды (возбужденный уровень заселен сильнее, чем основной). В этом случае основная часть энергии, запасенной в среде, испускается в виде отдельного импульса, длительность и момент появления которого зависят от параметров падающих на среду волн.

Нелинейные свойства резонансной среды практически не оказывают влияния на эффект виртуального поглощения. Ситуация совершенно иная для виртуального усиления, когда осуществляется экспоненциально быстрое выключение непрерывного излучения: величина интенсивности излучения на непрерывном участке принципиально важна. В случае низкоинтенсивного излучения наблюдается характерная для виртуального усиления «контринтуитивная» картина возрастания амплитуды излучения вдоль толщины слоя поглощающей среды; эффективность такого усиления зависит от времени затухания поля. В случае излучения высокой интенсивности виртуальное усиление отсутствует, если выключение поля происходит после достижения средой насыщенного состояния, но может наблюдаться в нестационарном режиме с эффективностью, зависящей от момента выключения. При виртуальном усилении и при взаимодействии с усиливающей средой наблюдается существенное сужение спектра излучения, прошедшего через резонансную среду, которое не имеет места в режиме насыщения.

Полученные результаты важны для понимания фундаментальных оптических процессов, ассоциированных с аномалиями рассеяния (нулями и полюсами), в условиях реальных (квантовых) сред. Практические приложения эффектов, связанных с использованием излучения комплексной частоты, включают концентрацию энергии излучения в малых объемах, компенсацию потерь в различных фотонных структурах и симуляцию поведения поглощающих и усиливающих систем в тех случаях, когда реальное поглощение или усиление использовать нежелательно.

### Библиографические ссылки


1. *Хапалюк А. П.* Электромагнитное поле внутри плоскопараллельного слоя в режиме резонансного поглощения // Доклады АН БССР. 1962. Т. 6, № 5. С. 301–304.
2. Coherent Perfect Absorbers: Time-Reversed Lasers / Y. D. Chong [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105, iss. 5. P. 053901.
3. Coherent perfect absorbers: linear control of light with light / D. G. Baranov [et al.] // Nature Rev. Mater. 2017. Vol. 2. P. 17064.
4. Anomalies in light scattering / A. Krasnok [et al.] // Adv. Opt. Photon. 2019. Vol. 11, iss. 4. P. 892–951.
5. *Baranov D. G.* Coherent virtual absorption based on complex zero excitation for ideal light capturing / D. G. Baranov, A. Krasnok, A. Alu // Optica. 2017. Vol. 4, iss. 12. P. 1457–1461.
6. Coherent virtual absorption of elastodynamic waves / G. Trainiti [et al.] // Sci. Adv. 2019. Vol. 5, iss. 8. P. eaaw3255.
7. Direct experimental observation of total absorption and loss compensation using sound waves with complex frequencies / A. Maddi [et al.] // J. Appl. Phys. 2025. Vol. 137, iss. 23. P. 234701.
8. Metasurface-bounded open cavities supporting virtual absorption: free-space energy accumulation in lossless systems / A. Marini [et al.] // Opt. Lett. 2020. Vol. 45, iss. 11. P. 3147–3150.
9. Plasma Ignition via High-Power Virtual Perfect Absorption / T. Delage [et al.] // ACS Photon. 2023. Vol. 10, iss. 10. P. 3781–3788.
10. Virtual parity-time symmetry / H. Li [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2020. Vol. 124, iss. 19. P. 193901.
11. *Kim S.* Complex-frequency excitations in photonics and wave physics / S. Kim, A. Krasnok, A. Alu // Science. 2025. Vol. 387, iss. 6741. P. eado4128.
12. *Novitsky D. V., Shalin A. S.* Virtual perfect absorption in resonant media and their PT-symmetric generalizations // Phys. Rev. A. 2023. Vol. 108, iss. 5. P. 053513.
13. *Novitsky D. V.* Tunable virtual gain in resonantly absorbing media // Phys. Rev. A. 2023. Vol. 107, iss. 1. P. 013516.

# Верификация методов расчета типов колебаний в резонаторе

**В. В. Матвеенко**

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь, e-mail: vladzimir66@bsuir.by*

Современное использование вакуумных СВЧ резонаторов охватывает множество областей науки, техники и промышленности. Эти устройства, благодаря своей способности эффективно генерировать, усиливать и фильтровать СВЧ-сигналы, находят применение во многих научных направлениях. В работе исследуются резонаторы сложной формы, которые позволяют получить улучшенные электродинамические характеристики взаимодействия с электронным потоком. Приведён расчет мод $H_{mnp}$ и $E_{mnp}$ в резонаторе с азимутально-продольно нерегулярным сечением. Полученные решения основаны на методах [1, 2] при верификации с электродинамическим решением в аттестованном международном пакете CST Studio Suite [3].

***Ключевые слова:*** резонаторы на модах $H_{mnp}$ и $E_{mnp}$; азимутально-продольно нерегулярный профиль; СВЧ-резонаторы.

# Verifying methods for calculating oscillation types in a cavity

**V. V. Matveyenka**

*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus, e-mail: vladzimir66@bsuir.by*

Modern application of vacuum microwave cavities goes through many areas of science, technology and industry. These devices, due to their ability effectively to generate, amplify and filter microwave signals, find application in many scientific fields. This paper presented complex-shaped cavities that allow us to obtain improved electrodynamic characteristics of interaction with an electron flow. Solutions of calculating $H_{mnp}$ and $E_{mnp}$ modes inside cavities with an azimuthally-longitudinally irregular cross-section are obtained based on the methods [1, 2] under verification with an electrodynamic solution in the certified international CST Studio Suite package [3].

***Keywords:*** cylindrical cavity at $H_{mnp}$ and $E_{mnp}$ mode frequencies, azimuthal-longitudinally irregular section, microwave cavities.

## Введение

Экспериментальные исследования вакуумных СВЧ-приборов достаточно затратные, это приводит к необходимости предварительно использовать соответствующие математические модели. Полученные компьютерные результаты обеспечивают на этапе эксперимента оптимальные варианты конструкции устройства и помогают значительно сократить время его создания. В настоящее время многие программы имеют вычислительные модули, предназначенные для решения подобных задач, но решают трехмерные задачи достаточно медленно, причем только для электромагнитных мод низкого порядка, так как не совсем корректные граничные условия на концах геометрии устройств приводят к паразитным решениям. Современное развитие вакуумной электроники СВЧ на одно из первых мест выдвигает задачу получения строгих математических моделей процессов взаимодействия

электронных потоков с высокочастотными полями в электронных приборах различных типов, разработки эффективных методов и алгоритмов, создания пакетов программ, составляющих базу для проектирования новейших электронных приборов СВЧ, и отбора на основе компьютерного моделирования эффективных по КПД схем и получение рекомендаций по их возможностям.

## 1. Расчет полей и резонансных частот для цилиндрического резонатора при диаметре и длине резонатора 1 см

Для расчета и сравнения альтернативных методов использовался один и тот же образец цилиндров в формате STL (STereoLithography), созданный сторонней программой SolidWorks 2024, который используется для экспорта и импорта 3D-моделей в виде полигональных сеток, что необходимо для обмена данными с другими программами или 3D-печати.

***а) На модах $H_{mnp}$.***

Расчет проводился для первых пятидесяти мод резонансной частоты тремя различными способами: аналитически, в среде CST Studio Suite 2025 [3] и проекционным методом, рассмотренном в [1, 2], результаты собственных значений приведены в табл. 1 и собственных векторов на рис. 1.

Собственные значения частоты цилиндрического резонатора для $H_{mnp}$-моды аналитически определяются как:

$$f_{H_{mnp}} = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{\mu_{mn}}{\pi a}\right)^2 + \left(\frac{p}{l}\right)^2}, \qquad (1)$$

Здесь $a$ – радиус трубки резонатора, $l$ – расстояние между торцевыми стенками, $\mu_{mn}$ –корни уравнений $J'_{mn}(\mu_{mn}) = 0$ функции Бесселя 1 рода $m$-го и $n$-го порядков, $J'_{mn}(x) = 0$ – производная $J_{mn}(x)$ – по аргументу, $c$ – скорость света.

*Таблица 1*

**Собственные значения для $H_{mnp}$ -мод на интервале частоты от 0 до 50 ГГц**

| Mode | $H_{mnp}$ | $f_{Hmnp}$ (1) | $f_{\text{CST}}$ | $f_{\text{пр. мет.}}$ |
|---|---|---|---|---|
| 1 | $H_{001}$ | 14,99 | 14,99 | 14,99 |
| 2 | $H_{111}$ | 23,1 | 23,11 | 23,11 |
| 3 | $H_{002}$ | 29,98 | 29,98 | 29,98 |
| 4 | $H_{211}$ | 32,77 | 32,8 | 32,82 |
| 5 | $H_{112}$ | 34,75 | 34,76 | 34,76 |
| 6 | $H_{011}$ | 39,52 | 39,56 | 39,58 |
| 7 | $H_{212}$ | 41,81 | 41,83 | 41,85 |
| 8 | $H_{311}$ | 42,8 | 42,84 | 42,87 |
| 9 | $H_{003}$ | 44,97 | 44,98 | 44,98 |
| 10 | $H_{012}$ | 47,28 | 47,32 | 47,34 |
| 11 | $H_{113}$ | 48,28 | 48,29 | 48,3 |

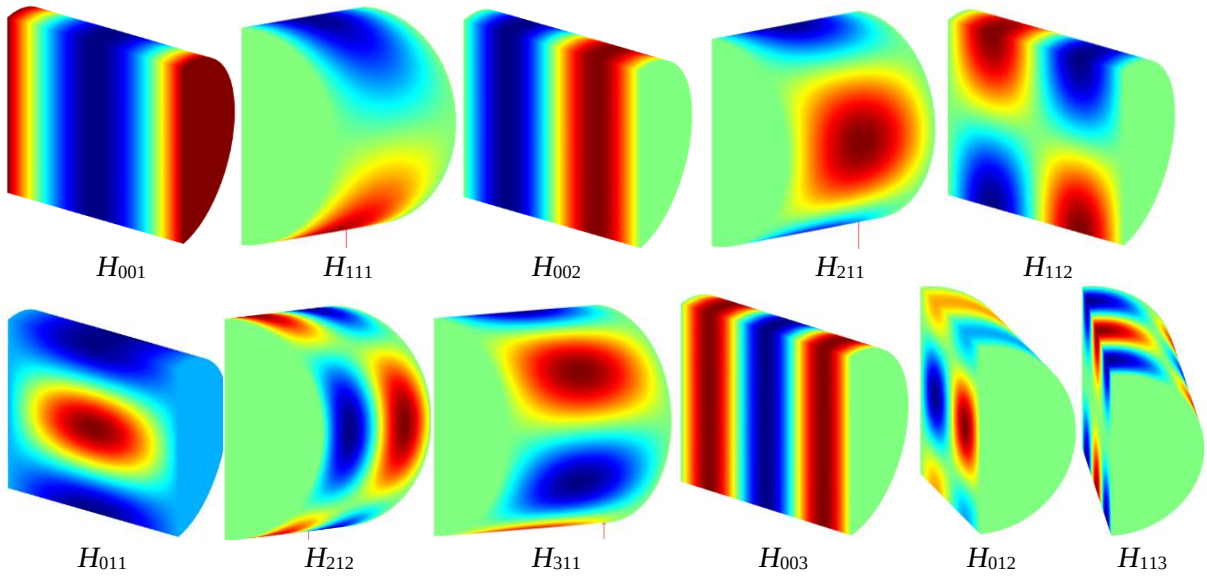



*Рис. 1.* Распределение силовых линий электромагнитного поля колебаний $H_{mnp}$

***б) На модах $E_{mnp}$.***

Вычисления проводились для первых пятидесяти мод резонансной частоты тремя различными способами: аналитически, в среде CST Studio Suite 2025 и проекционным методом, рассмотренном в [1, 2], результаты собственных значений приведены в табл. 2. Собственные значения частоты цилиндрического резонатора для $E_{mnp}$- моды аналитически определяются как:

$$f_{E_{mnp}} = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{\nu_{mn}}{\pi a}\right)^2 + \left(\frac{p}{l}\right)^2}, \qquad (2)$$

Здесь $a$ – радиус трубки резонатора, $l$ – расстояние между торцевыми стенками, $\nu_{mn}$ –корни уравнений $J_{mn}(\nu_{mn}) = 0$ функции Бесселя 1 рода $m$-го и $n$-го порядков.

*Таблица 2*

**Собственные значения для $E_{mnp}$ -мод на интервале частоты от 0 до 50 ГГц**

| Mode | $E_{mnp}$ | $f_{Emnp}$ (2) | $f_{\text{CST}}$ | $f_{\text{пр. мет.}}$ |
|---|---|---|---|---|
| 1 | $E_{010}$ | 22,95 | 22,97 | 22,99 |
| 2 | $E_{011}$ | 27,41 | 27,43 | 27,45 |
| 3 | $E_{110}$ | 36,57 | 36,61 | 36,62 |
| 4 | $E_{012}$ | 37,75 | 37,77 | 37,78 |
| 5 | $E_{111}$ | 39,52 | 39,56 | 39,58 |
| 6 | $E_{112}$ | 47,28 | 47,32 | 47,33 |
| 7 | $E_{210}$ | 49,01 | 49,05 | 49,1 |

Полученные результаты для колебаний $H_{mnp}$ и $E_{mnp}$ между аналитическими формулами (1), (2), CST Studio Suite и проекционным методом [1, 2] совпадают.

Также были исследованы резонансные частоты $E_{mnp}$ -мод, полученные в среде CST Studio Suite на том же интервале частот, затем аналитическим способом и

проекционным методом [1–6]. Результаты приведены в табл. 2. На рис. 2 представлены пучности электромагнитного поля для каждой моды $E_{mnp}$ цилиндрического резонатора в заданном диапазоне частоты.

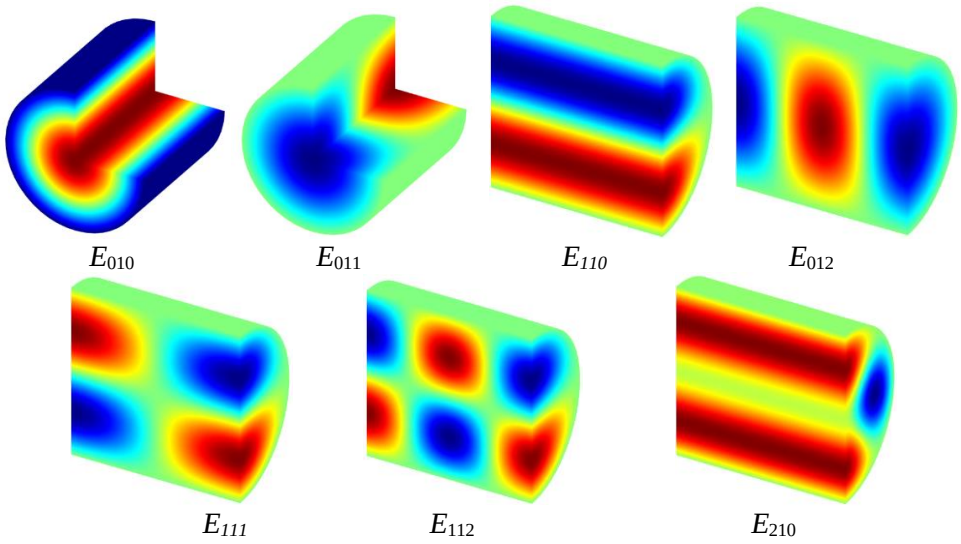



*Рис. 2.* Распределение силовых линий электромагнитного поля колебаний $E_{mnp}$

## 2. Расчет полей и резонансных частот для азимутально-продольно нерегулярного резонатора при радиусе 1–1,2 мм и длине 3,14 мм

Полученные результаты для колебаний $H_{mnp}$ и $E_{mnp}$ резонатора сложной формы представлены собственными векторами на рис. 3, а также табл. 3 и табл. 4, где аналитические формулы цилиндрических резонаторов (1), (2) указывают возможные границы решения для CST Studio Suite и проекционного метода.

*Таблица 3*

**Собственные значения для $H_{mnp}$ -мод на интервале частоты от 0 до 50 ГГц**

| Mode | $H_{mnp}$ | $f_{Hmnp}$ (1) 1–1,2мм | $f_{\text{пр. мет.}}$ |
|---|---|---|---|
| 1 | $H_{001}$ | 47,74 | 45,19 |
| 2 | $H_{002}$ | 95,48 | 89,82 |
| 3 | $H_{111}$ | 87,4–99,98 | 89,9 |
| 4 | $H_{112}$ | 120,3–129,7 | 116,66 |
| 5 | $H_{211}$ | 130,49–153,35 | 148,6 |
| 6 | $H_{011}$ | 159,66–188,95 | 167,25 |

*Таблица 4*

**Собственные значения для $E_{mnp}$ -мод на интервале частоты от 0 до 50 ГГц**

| Mode | $E_{mnp}$ | $f_{Emnp}$ (1) 1–1,2мм | $f_{\text{пр. мет.}}$ |
|---|---|---|---|
| 1 | $E_{010}$ | 95,62–114,74 | 112,1 |
| 2 | $E_{011}$ | 106,9–124,3 | 121,8 |
| 3 | $E_{012}$ | 135,1–149,3 | 147,1 |
| 4 | $E_{110}$ | 152,4–182,8 | 178,4 |
| 5 | $E_{013}$ | 172,2–183,5 | 181,7 |
| 6 | $E_{111}$ | 159,66–188,95 | 184,6 |

Собственные вектора нерегулярного резонатора для колебаний $H_{011}$, $E_{010}$, $E_{011}$ были получены проекционным методом [1, 2] на частотах 167,3; 112,1; 121,8 ГГц, а в CST Studio – на частоте 180,5; 105,5; ГГц; 114,7 ГГц (рис. 3).

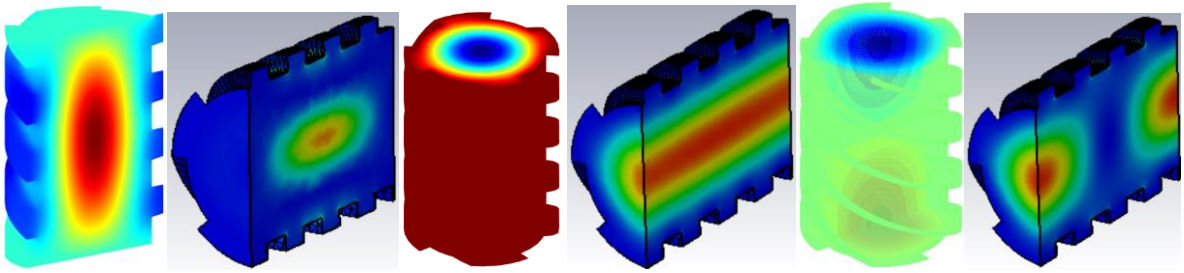



*Рис. 3.* Распределение силовых линий электромагнитного поля нерегулярного резонатора колебаний $H_{001}$-, $E_{010}$- и $E_{011}$-мод, полученных проекционным методом и при использовании пакета CST Studio соответственно

## Заключение

Показаны два способа решения электродинамических задач в резонаторе. На основании этих результатов можно утверждать, что проекционный метод достаточно надежен и удобен для создания сложных резонаторов и волноводов в различных вакуумных приборах. Полученные решения основаны на методах [1, 2] при верификации с электродинамическим решением в аттестованном международном пакете CST Studio Suite [3–6].

## Библиографические ссылки

1. *Кравченко В. Ф.* Уравнения возбуждения продольно-азимутально нерегулярных волноводов с учетом конечной проводимости стенок / В. Ф. Кравченко, А. А. Кураев, В. В. Матвеенко // Физические основы приборостроения, 2024. Т. 13, № 3. С. 22–29.
2. *Кураев А. А., Матвеенко В. В.* Клинотрон на открытом резонаторе с симметричными коническими гофрированными зеркалами – горатрон // Доклады БГУИР, 2021. № 19. С. 100 –106.
3. CST STUDIO SUITE: 3D modeling, simulation, social & collaborative, and information intelligence applications that enable one to create virtual twins to visualize, model and simulate the entire environment of sophisticated experiences, 2025 [Electronic resource]. URL: https://eurointech.ru/eda/microwave_design/cst/CST-STUDIO-SUITE.phtml. (date of access: 25.06.2025).
4. SOLIDWORKS: Explore trusted 3D CAD, 2D CAD, ECAD, and product development solutions used by leading innovators to design, refine, and deliver high-performance products that meet evolving market demands, 2024 [Electronic resource]. URL: https://www.solidworks.com/product/all-products (date of access: 25.06.2025).
5. A New Superconducting Linac for The Nuclotron–NICA Facility: Progress Report / V. V. Matveyenka [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2018. V. 15, № 7. P. 831–834.
6. Status of R&D on New Superconducting Injector Linac for Nuclotron-NICA / V. V. Matveyenka [et al.] // IPAC 2017 – Proceedings of the 8th International Particle Accelerator Conference. 8. 2017. P. 3282–3285.

# Дифракционная модель эффекта безлинзовой фокусировки электромагнитного излучения в ближней зоне микроотверстий

**В. М. Сердюк**

*Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: serdyukvm@mail.ru*

Строгое решение задачи электромагнитной дифракции на отверстии в идеально проводящем экране рассматривается в качестве основы теоретической модели явления безлинзовой фокусировки излучения в ближней зоне микроотверстий в непрозрачных экранах. Предложен теоретический критерий определения условий возникновения данного явления в зависимости от физических параметров дифракционной системы.

***Ключевые слова:*** строгая теория дифракции; ближняя зона; фокусировка электромагнитного излучения; микроотверстие.

# Diffraction model of the phenomenon of lensless electromagnetic focusing in the near zone of micro openings

**V. M. Serdyuk**

*Institute of Applied Physical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: serdyukvm@mail.ru*

The rigorous solution of the problem of electromagnetic diffraction by an opening in the perfectly conducting screen is considered as a theoretical model of the phenomenon of lensless focusing in the near zone of micro openings in opaque screens. The theoretical criterion is proposed for determining the conditions of the given phenomenon arising in dependence of physical parameters of a diffraction system.

***Keywords:*** rigorous diffraction theory; near zone; electromagnetic focusing; micro opening.

## Введение

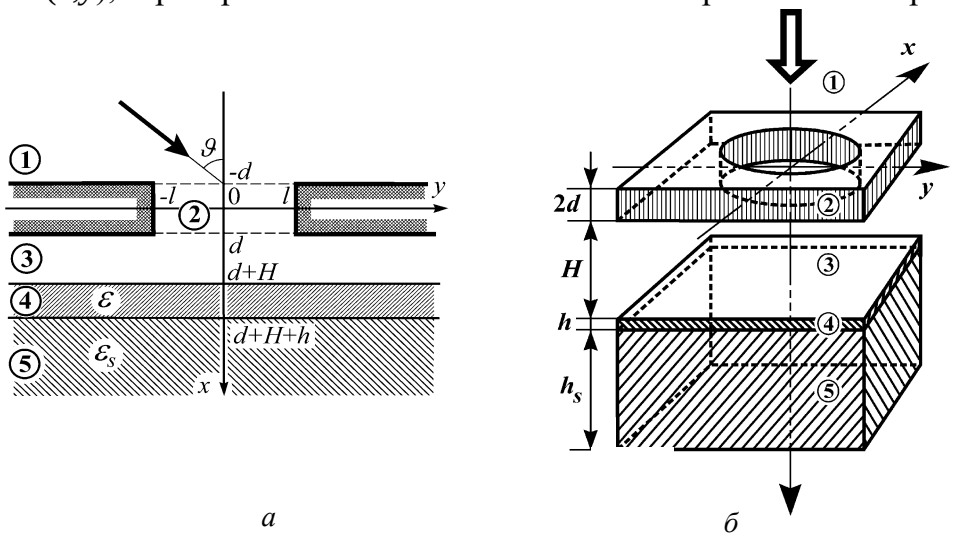
Недавно было обнаружено, что в результате прохождения через микроотверстия в непрозрачных экранах оптическое излучение может фокусироваться в ближней зоне, формируя дифракционное пятно размером в несколько раз меньше размеров самого отверстия [1, 2]. Для теоретического описания данного эффекта привлекались различные модели, основанные на приближении Френеля-Кирхгофа [1, 2], однако такое приближение исходит из искаженных представлений о поле на отверстии, и потому его нельзя признать легитимным для полей в ближней зоне микроотверстий размером порядка длины волны, у которых только и наблюдается эффект фокусировки. Кроме того, для дифракционных систем малого размера заметное влияние на дифракционное поле оказывают диэлектрические объекты, подвергаемые воздействию поля, например, изучаемые материалы в спектроскопии, слой фоторезиста в оптической литографии или направляющие элементы в интегральной оптике. В случае макроразмерных дифракционных систем влиянием таких объектов на поле пренебрегают, однако для микроотверстий присутствие

дополнительных диэлектриков может заметно изменять пространственную картину полей. Поэтому адекватная теория явления безлинзовой фокусировки должна строиться только на основе строгой теории дифракции на отверстиях в непрозрачных экранах с учетом тонкого плоского диэлектрического слоя за экраном как простейшей модели объекта воздействия электромагнитного излучения. В настоящей работе описана методика определения оптимальных условий реализации данного явления, построенная на основе такой теории [3, 4].

## 1. Теория

В качестве упрощенной модели физической микросистемы, дающей эффект безлинзовой фокусировки в ближней зоне, можно рассмотреть плоский идеально проводящий экран конечной толщины с щелевым либо круговым отверстием (рис. 1), на некотором расстоянии от которого располагается тонкий плоский диэлектрический слой, выполняющий роль объекта воздействия дифракционного излучения от отверстия. Для фиксирования тонкого слоя в пространстве и придания механической устойчивости всей системе слой может помещаться на толстой диэлектрической подложке, толщина которой может считаться бесконечно большой по сравнению с микроразмерами остальных физических объектов системы. Строгое решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на такой преобразующей системе дано в работах [3, 4]. Оно позволяет рассчитать пространственную картину поля дифракции во всех точках пространства, однако нас будет интересовать поле только в тонком диэлектрическом слое, который считается объектом воздействия и регистрирующей средой для электромагнитного излучения. Пространственная картина его распределения внутри слоя создает дифракционное изображение отверстия в слое, подверженное различным искажениям и преобразованиям.

Предположим, что в результате дифракции электромагнитной волны на проводящем экране с отверстием в диэлектрическом слое сформировалось электрическое поле $\mathbf{E}(x,y)$, пространственные компоненты которого можно рассчитать




*а* *б*

*Рис. 1.* Дифракция волны в плоском экране конечной толщины в присутствии плоского диэлектрического слоя на подложке за экраном: *а* – на щели; *б* – на круговом отверстии

согласно решению дифракционной задачи, представленному в [3, 4]. Расчеты показывают, что по глубине слоя дифракционное поле меняется слабо, поэтому в данном направлении его можно усреднить, учитывая зависимость относительной плотности электрической энергии только от одной тангенциальной координаты $y$:

$$W(y) = \varepsilon \frac{1}{W_0 h} \int_{d+H}^{d+H+h} |E(x,y)|^2 \, dx, \qquad (1)$$

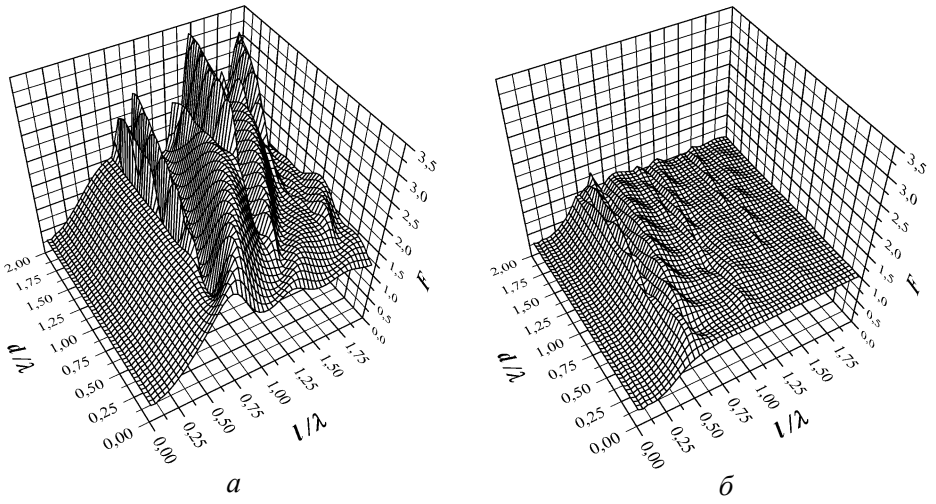
где $W_0$ – плотность электрической энергии падающей плоской волны, $\varepsilon = n^2$ – диэлектрическая проницаемость пленки, $n$ – ее показатель преломления, $E(x,y)$ – величина электрического поля внутри пленки, зависящая от координат, $h$ – толщина диэлектрической пленки, $H$ – толщина воздушной прослойки между пленкой и экраном, $d$ – полутолщина последнего.

Функция (1), зависящая от тангенциальной координаты $y$, фактически определяет дифракционное изображение щели в диэлектрической пленке. Для характеристики таких изображений предлагается использовать скалярную величину – показатель фокусировки, т.е. показатель относительного уменьшения дифракционного изображения щели, который полагаем равным

$$F = l / l_{\text{eff}} = 2l W_3 / (W_1 W_2). \qquad (2)$$

где $l_{\text{eff}} = W_1/(2W_{\text{eff}}) = W_1 W_2/(2W_3)$ – эффективная полуширина дифракционного изображения щели, $W_m$ – это интеграл от $W(y)$ (1) в степени $m$ по всем $y$ ($m$ – целое число). Данное определение соответствует вычислению усредненного значения $W_{\text{eff}}$ функции $W(y)$ (1) по поверхности пленки с весовой функцией, равной квадрату самой этой функции $W^2(y)$: $W_{\text{eff}} = W_3/W_2$.

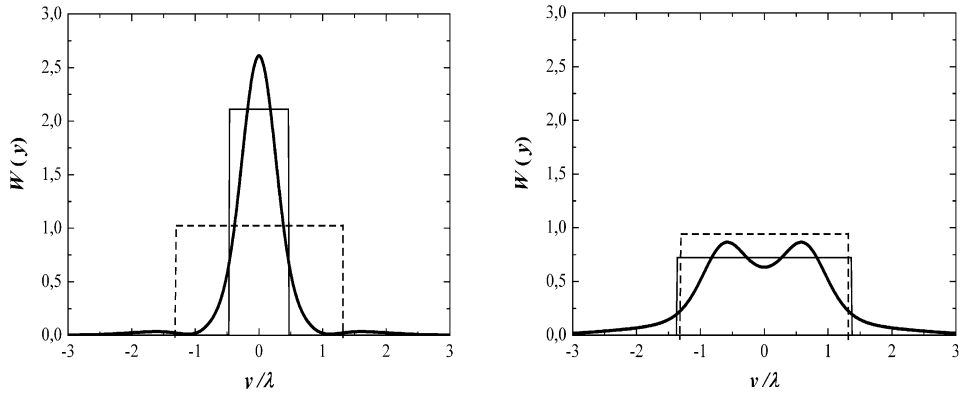
Параметр $F$ (2) демонстрирует, во сколько раз эффективный размер светового пятна в диэлектрической пленке оказывается меньше реальных размеров щели. Оценивая величину этого параметра по формуле (1) с помощью дифракционной модели [3, 4] при различных значениях полуширины щели $l$, толщины экрана $d$ и воздушной прослойки $H$, можно определить области существования эффекта фокусировки, в которых параметр $F$ достигает больших значений, заметно превышающих единицу. Рисунок 2 является примером расчета параметра $F$ для частного случая, когда толщина диэлектрической пленки $h/\lambda = 1{,}2$, а показатели преломления пленки и подложки имеют соответствующие величины $n = 1{,}62$ и $n_s = 1{,}46$. Расчет проводился отдельно для двух возможных поляризаций этой волны, $H$ и $E$, когда электрический либо магнитный вектор падающего поля ортогонален плоскости падения. Как видно, только для излучения $H$-поляризации наблюдаются явно выраженные максимумы и минимумы параметра фокусировки, тогда как излучение $E$-поляризации практически не подвержено эффекту аномально высокой фокусировки в микроотверстиях. Рисунок 2 показывает также, что эффект очень чувствителен к изменениям ширины щели $2l$ и толщины проводящего экрана $2d$: достаточно совсем небольшого изменения каждой из этих величин, всего на 0,2–0,4λ, чтобы эффект потерялся.




*а* *б*

*Рис. 2.* Зависимость параметра фокусировки $F$ изображения щели в пленке толщиной $h/\lambda = 1{,}2$ от полуширины щели $l$ и полутолщины идеально проводящего экрана $d$ в случае, когда толщина воздушной прослойки $H$ составляет $0{,}2\lambda$:
*а* – для $H$ поляризации нормально падающей плоской волны; (*б*) – для $E$-поляризации

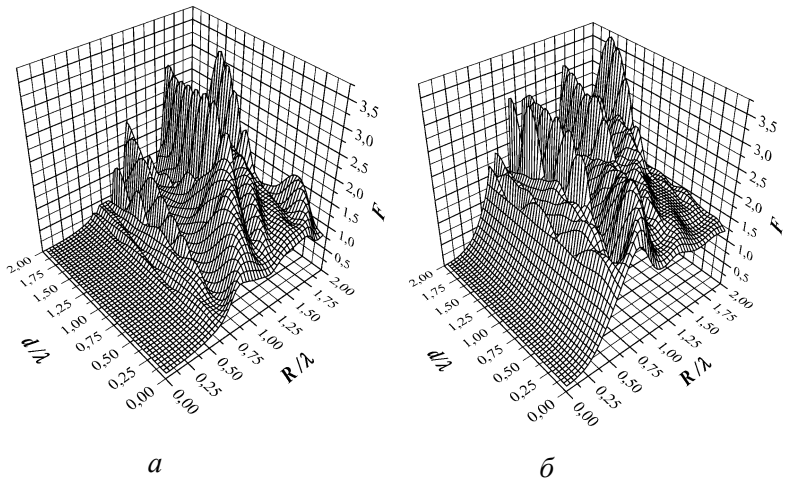
Характерная картина распределения энергии поля (1) вдоль поверхности диэлектрической пленки при наличии и отсутствии эффекта показана на рис. 3. Тонкой линией показано идеальное изображение в виде аппроксимирующей ступеньки, пунктир воспроизводит ширину щели.




*а* *б*

*Рис. 3.* Распределение плотности электрической энергии для дифракционного изображения щели в диэлектрической пленке толщиной $h/\lambda = 1{,}2$, возникающего в результате дифракции нормально падающей плоской волны на щели полушириной $l//\lambda = 1{,}32$ в идеально проводящем экране полутолщиной $d/\lambda = 1{,}2$ при толщине воздушной прослойки $H/\lambda = 0{,}6$:
*а* – для $H$-поляризации; *б* – для $E$- поляризации

Для отверстия круговой геометрии (рис. 1, *б*) параметр фокусировки определяется аналогично. На рис. 4 приведены результаты расчета этого параметра в зависимости от радиуса кругового отверстия $R$ и полутолщины идеально проводящего экрана $d$ для дифракционной системы без диэлектриков и в присутствии диэлектрического слоя за отверстием. Из рисунка видно, насколько заметно изменяется картина дифракции при появлении диэлектрика в ближней зоне.




*а* *б*

*Рис. 4*. Параметр фокусировки *F* изображения кругового отверстия как функция радиуса отверстия *R* и полутолщины идеально проводящего экрана *d* при дифракции линейно поляризованной плоской волны на экране с отверстием в пустом пространстве:
*а* – без диэлектриков; *б* – в диэлектрической пленке толщиной $h = 1{,}2\lambda$, расположенной на расстоянии $H = 0{,}2\lambda$ за экраном

## Заключение

Основной результат настоящей работы сводится к тому, что последовательной теории дифракции электромагнитной волны на щелевом и круговом микроотверстиях в идеально проводящем экране вполне достаточно, чтобы объяснить основные закономерности явления безлинзовой фокусировки в ближней зоне таких отверстий. Следовательно, для объяснения данного явления нет оснований привлекать дополнительные представления о поверхностных плазмонах на поверхности проводящего экрана как источниках амплитудных аномалий, как это пытаются делать некоторые зарубежные исследователи [6]. На границе идеально проводящих объектов никакие поверхностные плазмоны невозможны, потому что внутри таких объектов электромагнитное поле должно быть равным нулю. А эффект фокусировки возникает вследствие интерференции волн за экраном, излучаемых полевыми модами отверстия на его выходной границе [4].

## Библиографические ссылки

1. Obstructive micro diffracting structures as an alternative to plasmonics nano slits for making efficient microlenses / G. Vitrant [et al.] // Optics Express. 2012. Vol. 20, Issue 24. P. 26542–26547.
2. Single-slit focusing and its representations / M. R. Gonçalves [et al.] // Applied Physics B. 2017. Vol. 123, No 4. P. 1–22.
3. *Сердюк В. М.* Дифракция плоской электромагнитной волны на щели в проводящем экране произвольной толщины // Журнал технической физики. 2005. Т. 75, вып. 8. С. 113–120.
4. *Serdyuk V. M.* Theoretical investigation of electromagnetic diffraction focusing in the near zone of a sub-wavelength aperture // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. 2022. Vol. 50. Article 101017.
5. *Serdyuk V. M.* Diffraction of a plane electromagnetic wave by a circular aperture in a conducting screen of finite thickness // Progress In Electromagnetics Research B. 2023. Vol. 102. P. 99–114.
6. Squeezing millimeter waves through a single, nanometer-wide, centimeter-long slit / X. Chen [et al.] // Scientific Reports. 2014. Vol. 4. Article 6722.

# К задаче о сверхизлучении в резонаторе в условиях нелинейного дрейфа частоты

**Е. В. Тимощенко[1)], В. А. Юревич[2)], Ю. В. Юревич[2)]**

*[1)] Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова, Могилев, Беларусь, e-mail: evtima@gmail.com*
*[2)] Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий, Могилев, Беларусь*

На основе модификации уравнений Максвелла-Блоха проанализированы особенности излучения импульсных лазеров в условиях когерентного взаимодействия светового поля со средой усиливающего элемента и присущей среде резонансной фазовой нелинейности. Моделирование когерентного эффекта сверхизлучения, развивающегося в резонаторе, проведено для параметров систем квантовых точек в полупроводниковых наногетероструктурах.

***Ключевые слова:*** резонансная нелинейность, когерентные оптические эффекты, сверхизлучение, формализм вектора Блоха, квантоворазмерные структуры.

# To the problem of superradiance in a cavity on condition of nonlinear frequency drift

**E. V. Timoschenko[1)], V. A. Yurevich[2)], Yu. V. Yurevich[2)]**

*[1)] Mogilev State A. Kuleshov University, Mogilev, Belarus, e-mail: evtima@gmail.com*
*[2)] Belarusian State University of Food and Chemical Technologies, Mogilev, Belarus*

Based on the modification of the Maxwell-Bloch equations, the features of pulsed laser radiation under conditions of coherent interaction of the light field with the medium of the amplifying element and the resonant phase nonlinearity inherent in the medium are analyzed. The coherent effect of superradiance developing in the resonator is modeled for the parameters of quantum dot systems in semiconductor nanoheterostructures.

***Keywords:*** resonant nonlinearity, coherent optical effects, superradiance, Bloch vector formalism, quantum-dimensional structures.

## Введение

Когерентный эффект сверхизлучения (СИ), способный развиваться в лазерных резонаторах при достижении относительно высокого уровня инверсии, представляет одно из явлений, которые используются для оптимизации выходных характеристик импульсных источников когерентного излучения [1, 2]. В лазерах с низкодобротными резонаторами скорость наведения и распада поляризованности первоначально независимых элементарных квантовых излучателей (КИ) в инверсной среде может оказаться значительно меньше скорости релаксации поля в схеме резонатора, именно в этих условиях развивается СИ [2, 3]. Когерентные эффекты в динамике отклика массива КИ играют существенную роль в динамике импульсных режимов генерации поля излучения и установлении корреляции КИ, взаимодействующих посредством этого поля [4].

В более общем случае следует учитывать, что типичная для резонансного взаимодействия кинетика когерентного излучения сопровождается неустойчивостью фазового соотношения действующего на КИ светового поля с поляризационным откликом массива. Причинами неустойчивости может стать влияние ближних полей диполей на положение центральной частоты резонанса усиления и нелинейная рефракция, вызванная поглощением излучения в переходах, соседних с резонансным. Нелинейный дрейф частоты способен радикально изменить динамику импульсного излучения [5].

В работе, положенной в основу настоящего сообщения, в рамках прибли-жения уравнений Максвелла-Блоха проанализированы особенности динамики излучения импульсных лазеров в условиях когерентного взаимодействия светового поля со средой усиливающего элемента и присущей резонансному отклику среды фазовой нелинейности. Испускание импульса СИ ансамблем из большого числа $N$ возбуждённых КИ развивается в течение времени $\tau_R$, много меньшего характерного времени излучения отдельного КИ. Время сверхизлучения $\tau_R$ зависит от вероятности резонансного перехода в канале вынужденного излучения и обратно пропорционально $N$. Пиковая интенсивность импульса на частоте ω, плотность энергии в котором определяется числом излучённых квантов $N\hbar\omega$, получается пропорциональной $N^2$ – в результате импульс СИ оказывается особо мощным.

Следует подчеркнуть, что в качестве активных элементов оптических и лазерных схем нанофотоники предпочтительны массивы квантовых точек (КТ) [1, 6, 7]. Динамика компонентов отклика в режиме СИ определяет процесс генерации излучения в случае достижения максимальной инверсии в массиве КТ. В процессе формирования СИ фазы отдельных КТ, представляемых дипольными КИ, синхронизируются, в результате чего в пределах массива формируется коллективный диполь с малым временем излучательной рекомбинации, равным времени СИ $\tau_R$. Влиянием диполь-дипольного взаимодействия и реакцией на поле переходов, близких к основному, по мере резонансных вариаций населённости определяется фазовая динамика излучения, стимулированная смещением центра спектральной линии $\omega_{12}$ и уширением спектральной линии усиления.

## 1. Неоднородное уширение в схеме расчета эволюции СИ в резонаторе

В использованном подходе уравнение для квазистационарной напряженности поля $E(t)$ в резонаторе решается совместно с уравнениями Блоха для электрических моментов дипольных КИ. Систему уравнений Максвелла-Блоха для вероятностных переменных материального отклика – поляризованности $\rho(t)$ и инверсии заселенности уровней $n(t)$ применяют для анализа динамики лазеров, включающих массивы КТ. Неоднородное уширение спектральной линии усиления типично для структур на основе КТ. В традиционно применяемом представлении можно допустить, что разброс собственных частот дипольных КТ $\omega_{12}$ вблизи центральной частоты $\omega_0$, совпадающей с несущей частотой поля ω, описывается функцией нормального распределения с характеристикой спектральной ширины линии $1/T_2^*$. В общем случае рассматриваемого варианта резонансного взаимодействия исходная формулируемая модель записывается так:

$$\frac{dE}{dt}+\frac{E}{T}=\frac{\omega}{\varepsilon_0}P,\quad \frac{d}{dt}\rho(t,\Delta\omega)=\frac{\mu}{\hbar}nE+i\rho\Delta\omega,$$
$$\frac{d}{dt}n(t,\Delta\omega)=-\frac{\mu}{2\hbar}\left[\rho^*(t,\Delta\omega)E+\rho(t,\Delta\omega)E^*\right],\quad \Delta\omega=\omega-\omega_{12}. \qquad (1)$$

Здесь $P$ – поляризованность массива КИ, $T$ - время жизни фотона в резонаторе, $\mu$ – среднее значение дипольного момента перехода, $\Delta\omega$ – линейная отстройка (дефект) частоты. В представлении обобщённой двухуровневой схемы выражение для $P$ учитывает поляризующее влияние реакции квазирезонансных переходов. Диполь-дипольное взаимодействие в ансамбле КИ определено использованием величины действующего на КИ поля $E'$ с включением локальной поправки Лоренца:

$$P=N\left(\mu\langle\rho\rangle+i2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0\langle n-1\rangle E'\right),\quad E'=\frac{E+i\mu N\langle\rho\rangle/3\varepsilon_0}{1+2\pi\Delta\alpha N\langle n-1\rangle/3},$$
$$\langle\rho(t)\rangle=T_2^*\int\rho(t,\Delta\omega)d\Delta\omega,\quad \langle n(t)\rangle=T_2^*\int n(t,\Delta\omega)d\Delta\omega. \qquad (2)$$

Квазирезонансный компонент в выражении для $P$ пропорционален вариации инверсии с коэффициентом $\Delta\alpha$, равным дефекту поляризуемости.

Для поля $E$ далее использована переменная $e(t) = \mu E(t)/\hbar$, именуемая частотой Раби, определен временно́й параметр СИ, а также введены коэффициент нелинейной рефракции $\beta$ и нормирующий коэффициент в поправке Лоренца $\gamma$**:**

$$\tau_R=\frac{\varepsilon_0\hbar c}{\mu^2 Nl\cdot\omega},\quad \beta=\frac{2\pi\Delta\alpha\hbar}{\mu^2}\varepsilon_0,\quad \gamma=\frac{\mu^2 N}{3\varepsilon_0\hbar}.$$

С учетом представлений (2) кинетическую модель СИ можно записать в виде:

$$T\frac{de}{dt}=\frac{G}{\tau_R}(\langle\rho\rangle+i\beta\langle n-1\rangle e)-e,\quad G=(1+\beta\gamma\langle n-1\rangle)^{-1},$$
$$\frac{d}{dt}\rho(t,\Delta\omega)=Gne+i\left[\rho\frac{\omega T_2^*}{\sqrt{\pi}}\left(1-\exp\left(-(\omega_0-\omega_{12})^2T_2^{*2}\right)\right)+\gamma Gn\langle\rho\rangle\right], \qquad (3)$$
$$\frac{d}{dt}n(t,\Delta\omega)=-\frac{G}{2}\left[\rho^*e+\rho e^*+i\gamma\left(\rho^*\langle\rho\rangle-\langle\rho^*\rangle\rho\right)\right],$$

где экспоненциальным компонентом в уравнениях для спектральных составляющих поляризованности определяется разброс частотных отстроек, характеризующих неоднородное уширение. Отличие модели (3) от известных в том, что отстройка частоты в условиях действенности механизмов нелинейности приобретает динамичные нелинейные составляющие, пропорциональные инверсной заселенности. Для возникновения СИ среда должна быть максимально инвертирована, возможность обратимого процесса изменения заселённости при сбросе инверсии не рассматривается, т. е. изначально в уравнении для вероятности инверсной заселённости $n$ исключены релаксационные составляющие, не учитывается также фазовая (внутризонная) релаксация поляризованности. Последним исключается рассмотрение влияния механизмов однородного уширения спектральной линии усиления. Поэтому нелинейную модель

(3) в отношении описания процесса СИ в структурах КТ определенным образом можно применять для оценки динамики поля в доменных образованиях, составляющих массив суперкристалла КТ.

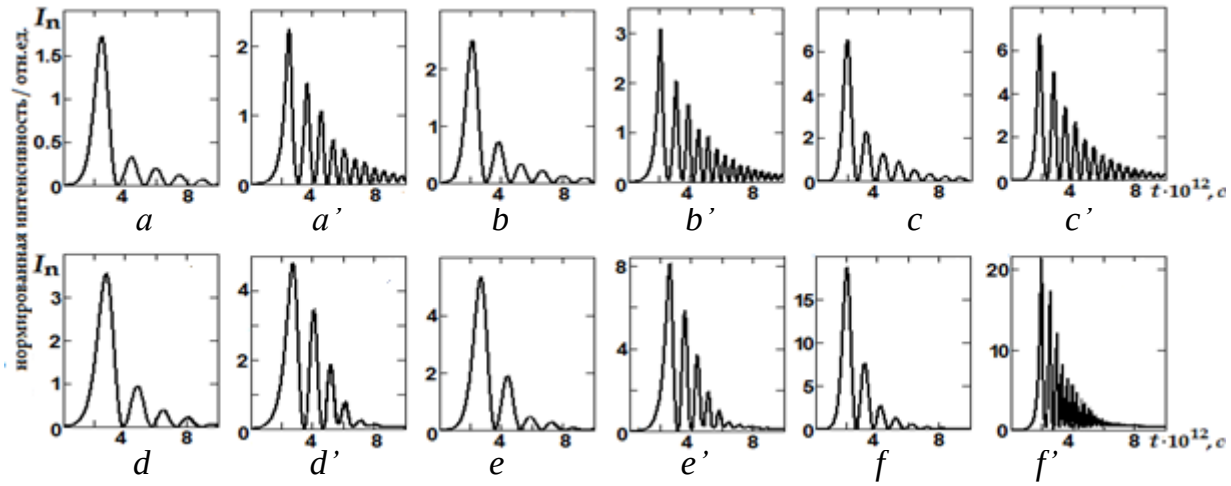
## 2. Результаты моделирования эффекта СИ

Для решения задачи моделирования в (3) используется экспоненциальное выражение комплексных переменных:

$$e(t)T = S(t)\exp[i\phi(t)], \quad \rho(t,\Delta\omega) = R(t,\Delta\omega)\exp[i\psi(t,\Delta\omega)]. \tag{4}$$

Начальные условия соответствуют нулевому значению поляризованности $R(t = 0) = 0$ при максимальном уровне инверсии, т. е. считается, что $n(t = 0) = 1$. Из уравнений для спектральных составляющих отклика следует соотношение, представляющее собой классический закон сохранения вектора Блоха [11]: $R^2 + n^2 = 1$. В пространстве переменных резонансного отклика ($Re\rho$, $Im\rho$, $n$) полярным углом вектора Блоха условно определяется ориентация дипольного момента КИ по отношению к направлению коррелирующего поля. Временна́я структура СИ связана с нутациями вектора дипольного момента вокруг направления поля.

Схема расчета (3), преобразованная с учетом представлений (4), численно интегрировалась методом Рунге-Кутты при указанных выше начальных условиях для материального отклика в предположении, что значение амплитуды $S(t = 0)$ достаточно мало, т. е. фактически решалась задача усиления относительно слабого сигнала при условии совпадения начальных фаз поля и поляризо-ванности. Вид и характер решений (3) для нормированной интенсив-ности поля СИ $I_n(t) = S^2(t)$ при этом не зависел от избранного значения $S(t = 0)$. Фрагменты рисунка воспроизводят типичную картину решений $I_n(t)$.




Временна́я структура сверхизлучения:

*a*, *d* – $\tau_R$= 0.25 пс; *b*, *e* – $\tau_R$= 0.2 пс ; *c*, *f* – $\tau_R$= 0.1 пс; *a*–*f* – $\beta = 0$; *a'*– *f'*– $\beta = 2\cdot10^{-13}$с, $\gamma = 0$ ;
*a'*, *d'*–$\gamma = 2\cdot10^{11}$с$^{-1}$; *b'*, *e'*– $\gamma = 3\cdot10^{11}$с$^{-1}$; *c'*, *f'*– $\gamma = 4\cdot10^{11}$с$^{-1}$; *a* – *c* – $T = 2$ пс; *d* – *f* – $T = 1$ пс; $T^*_2 = 1$ пс

Для моделирования использованы значения параметров реальных излучающих устройств на основе массивов КТ в схемах InAs/(Al)GaAs на подложках GaAs [6, 7]. Плотность КТ находилась в пределах $(1.0\ldots5.0)\cdot10^{11}$ см$^{-2}$, длина резонатора с учетом

оптической длины усиливающего элемента, излучающего, в зависимости от концентрации КТ и уровня оптических потерь была в пределах 0.3 –0.4 мм. Оценочная величина дипольного момента КИ составила 5…10 нм. Пиковая интенсивность импульсов соответствовала (10…100) МВт/см для диапазона длин волн ~ $(1.25 \ldots 1.30) \cdot 10^{-6}$ м. Дефект поляризуемости $\Delta\alpha$ определяется значением фактора Хенри, связывающего также инверсию и вариации показателя преломления в средах оптических полупроводников [8], принят $(4\ldots7)\cdot10^{-21}$см$^3$.

Приведенные на рисунке зависимости доказывают возможность качественного изменения имеющей нутационную природу осцилляторной структуры СИ в условиях действенности механизмов резонансной нелинейности (фрагменты *a*' – *f*'). Нарастание уровня нелинейности приводит к резкому усложнению временно́й картины излучения. Задний фронт импульса СИ, в сущности, формируется в виде серии квазирегулярных всплесков интенсивности с изменением времени релаксации. Частота их следования возрастает со снижением времени сверхизлучения $\tau_R$ (увеличением концентрации КИ).

## Заключение

Моделирование процесса СИ в резонаторе, проведенное на основе предложенной модели, представляющей систему кинетических уравнений для переменных поля и отклика среды, указывает на высокую критичность структуры СИ по отношению к порождаемому нелинейностью частотному дрейфу. Результаты анализа особенностей динамики СИ в резонаторе будут полезны для целей оптимизации компактных импульсных источников когерентного излучения, используемых, например, в устройствах нанофотоники, в отношении профилирования высвечиваемых импульсов, управления характеристиками временно́й структурой излучения.

## Библиографические ссылки


1. *Vasil'ev P. P.* Pulse generation with ultra-superluminal pulse propagation in semiconductor heterostructures by superradiant-phase transition enhanced by transient coherent population gratings / P. P. Vasil'ev, R. V. Penty, I. H. White // Light: Science & Applications. 2016. V. 5. P. e16086.
2. Параметрический эффект в сверхизлучающем лазере с самосинхронизацией мод / Вл. В. Кочаровский [и др.] // ТМФ. 2020. Т. 203, № 1. С. 56–77.
3. Сосуществование когерентных импульсов сверхизлучательных и квазистационарных мод в лазере с низкодобротным резонатором / Е. Р. Кочаровская [и др.] // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 11. С. 985–1008.
4. Сверхизлучение: принципы генерации и реализация в лазерах / В.В. Кочаровский [и др.] // УФН. 2017. Т. 187, вып. 4. С. 367–410.
5. *Wilson M.* Half of Nobel prize in physics honors the inventors of chirped pulse amplification // Physics Today. 2018. Vol. 71, No. 12. P. 18–21.
6. Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками / А. В. Савельев [и др.] // ФТП. 2008. Т. 42, вып. 6. С. 730–735.
7. Fast switching between the ground- and excited-state lasing in a quantum-dot microdisk triggered by sub-ps pulses / A.E. Zhukov [et al.] // Opt. Letters. 2024. Vol. 49, No 2.P. 330–333.
8. *Henry C. H.* Theory of the linewidth of semiconductor lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. 18, No 2. P. 259–264.

# Самосогласованное дискретное Фурье-представление интенсивности лазерного пучка в фазовом пространстве

**В. В. Кабанов, А. О. Негриенко**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*e-mail: v.kabanov@ifanbel.bas-net.by , a.nehryienka@dragon.bas-net.by*

Предложен итерационный метод нахождения оптимально канонически-сопряженных Фурье-представлений (ФП) поперечного профиля интенсивности лазерного пучка, в основе которого лежит схождение к определенному пределу самосогласованной константы из соотношения неопределенности, а достоверность подтверждается оценкой средней функциональной дистанции между искомыми ФП.

***Ключевые слова:*** дискретные Фурье-представления, фазовое пространство, лазерный пучок

# Self-consistent discrete Fourier representation of laser beam intensity in phase space

**V. V. Kabanov, A. O. Nehryienka**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: v.kabanov@ifanbel.bas-net.by; a.nehryienka@dragon.bas-net.by*

An iterative method for finding optimal canonically conjugate Fourier representations (FR) of the transverse intensity profile of a laser beam is proposed. The method is based on the convergence to a certain limit of the self-consistent constant from the uncertainty principle, and the reliability is confirmed by an estimate of the average functional distance between the sought FRs.

***Keywords:*** discrete Fourier representations, phase space, laser beam

Измерение поперечного распределения профиля интенсивности лазерного пучка (ЛП) с помощью специальных цифровых камер с высоким пространственным разрешением и применение алгоритмов дискретного преобразования Фурье позволяет получить расширенную картину в канонически-сопряженных коорди-натах (КСК) фазового пространства [1]. Двумерные дискретные Фурье-представления реализуется с учетом условий, определяемых теоремой о выборках Котельникова-Шеннона-Найквиста [2–4]. В основу итерационного алгоритма нахождения оптималь-но самосогласованных, канонически-сопряженных Фурье-представлений положен критерий оценки средней функциональной дистанции между Фурье-образами распределения интенсивности, предшествующими и следующими за каждым шагом итерации. Этот критерий тесно связан с основными положениями эргодической теоремы (Купмен - фон-Нейман [5, 6], Винер – Хинчин [7, 8]. Вторым принципиальным критерием итерационного алгоритма является поиск сходящейся к определенному пределу истинной константы, присущей соотношению неопределенности [9–11]. Такой итерационный метод позволяет по известному пространственному распределению интенсивности определять полную самосогласованную картину ЛП в КСК, как локально – при конкретно заданных параметрах измеряемого диапазона и его разрешения, так и глобально – при поиске решения с вариацией этих параметров.

Результаты такого анализа показывают, что соотношение неопределенности очерчивают гиперболическую границу, за пределами которой никакой связи между симплектическими компонентами не существует. В области существования симплектической связи между Фурье-сопряженными образами существует жесткая, однозначная связь, соответствующая истинной константе из соотношения неопреде-ленности. В таком случае имеется определенная степень свободы для численного измерения канонически-сопряженного Фурье-представления с максимально сбалансированным по степени разрешения с исходным, экспериментально измеренным портретом. Проявление традиционного соотношения неопределенности в измерении симплектически сопряженных компонентов может быть реализовано при определенных специфических условиях процесса измерения, например, при жестко заданных параметрах измеряемого диапазона и его разрешения в КСК, а также с обратно-пропорциональной связью вариации числа канонически-сопряженных отсчетов.

Координатное и импульсное представления связаны между собой преобразованиями Фурье, неотъемлемой частью которых является соотношение неопределенности

$$\sigma_x \sigma_{k_x} \geq \frac{1}{C_\sigma}\ , \tag{1}$$

задающее нижний предел для существования произведения среднеквадратичных отклонений $\sigma_x$, $\sigma_{k_x}$ и пар канонически сопряженных координат $x$ и $k_x$ соответственно. На самом деле, как будет показано ниже, соотношение (1) является строгой связью, только со знаком равенства, которая обуславливает нахождение точно согласованных, канонически сопряженных Фурье-образов и соответствующего им истинного значения константы в $C_x$ едином итерационном процессе самосогласования. Значения константы неопределенности зависят от конкретной формы функции распределения, которая, в свою очередь, обусловлена конкретной внутренней структурой локализации и режимом распространения ЛП с учетом конкретных сопутствующих процессов, таких как: рассеяние излучения, спекловая структура и шумы. Кроме того, она также зависит от конкретно заданных параметров измеряемого диапазона и его разрешения. Например, модельная оценка константы неопределенности для ЛП с гауссовым профилем поперечной локализации при ограниченном диапазоне измерения, равном $3\sigma_x$ и уровне разрешения – 35 отсчетов на $\sigma_x$ составляет $C_x \cong 6,01$, и с ростом параметров измерения стремится к теоретическому пределу $2\pi$.

Переход к численному преобразованию Фурье сопряжен с процедурой дискретизации, которая, прежде всего, позволяет перейти от непрерывного интегрального Фурье-представления к дискретной форме преобразования в виде конечного ряда. Для вычисления КС импульсного представления поперечного профиля интенсивности ЛП использовался алгоритм двухмерного быстрого дискретного преобразования Фурье (БПФ) [12], расчет которого для экспериментальных данных, представленных в виде симметричных квадратных $\tilde{N}_x \times \tilde{N}_y$ матриц $X_{i,j}$, можно выполнить по формуле

$$F_{n,m} = \frac{1}{\sqrt{\tilde{N}_x}} \sum_{i=0}^{\tilde{N}_x - 1} \frac{1}{\sqrt{\tilde{N}_y}} \sum_{j=0}^{\tilde{N}_y - 1} X_{i,j} exp\left(\frac{-\mathrm{i}2\pi in}{\tilde{N}_x}\right) exp\left(\frac{-\mathrm{i}2\pi jm}{\tilde{N}_y}\right), \tag{2}$$

где $\tilde{N}_x, \tilde{N}_y$ - обобщенные числа отсчетов, определяемые через измеряемые в КСК диапазоны $L_X = N_x \Delta x$, и $F_X = N_{k_x} \Delta k_x$ объекта соотношениями вида $\tilde{N}_x = C N_x N_{k_x}$. Измеряемые диапазоны можно выразить кратными: $L_X = l\sigma_x$, $F_X = l\sigma_{k_x}$, а константы связаны соотношением $lC = C_\sigma$. Таким образом числа отсчетов, приходящиеся на интервалы среднеквадратичных отклонений координатного и импульсного представлений, определим как $N_{\sigma_x} = \dfrac{\sigma_x}{\Delta x}$ и $N_{\sigma_{kx}} = \dfrac{\sigma_{k_x}}{\Delta k_x}$, соответственно. Тогда соотношение (1) можно раскрыть в новых переменных – числах отсчетов, которые непосредственно используются в ДПФ

$$N_{\sigma_x} N_{\sigma_{kx}} = \frac{\tilde{N}_x}{C_\sigma}. \tag{3}$$

При этом шаги дискретизации также связаны через обобщённое число отсчётов $\tilde{N}_x$

$$\Delta x \Delta k_x = \frac{1}{\tilde{N}_x}. \tag{4}$$

Итерационный алгоритм поиска самосогласованных (истинно-сопряженных) Фурье-представлений начинается с определения требуемых параметров разрешения в числах отсчетов $N_{0\sigma_x}$, $N_{0\sigma_{kx}}$ и исходного значения константы неопределенности $C_{0\sigma}$, используя которое в соотношениях типа (3) определим значения обобщенных чисел отсчетов $\tilde{N}_{1x}$ и $\tilde{N}_{1y}$ для вычисления Фурье-образа по формуле (2). По установленному Фурье-образу можно определить соответствующее среднеквадратичное отклонение $\sigma_{1k_x}$ и его значение в числах отсчетов $N_{1\sigma_{kx}}$. Сравнение исходно заданного (требуемого) числа отсчетов $N_{0\sigma_{kx}}$ со значением, рассчитанным в первом шаге итерации, позволяет оценить абсолютную погрешность в определении требуемого (заданного) $N_{0\sigma_{kx}}$. В случае высокого значения погрешности, при повторной итерации определяем новое значение константы по формуле (3): $C_{1\sigma} = \tilde{N}_1 / N_{\sigma_x} N_{1\sigma_{kx}}$, с использованием установленного в предыдущем шаге значения числа отсчетов $N_{1\sigma_{kx}}$ средне-квадратичного отклонения $\sigma_{1k_x}$, и далее вновь реализуем описанный выше алгоритм, начиная с определения нового итерационного значения обобщенных чисел отсчетов $\tilde{N}_{2x}$ и $\tilde{N}_{2y}$ по формуле (3): $\tilde{N}_{2x(y)} = C_{1\sigma} N_{0\sigma_{x(y)}} N_{0\sigma_{kx(y)}}$.

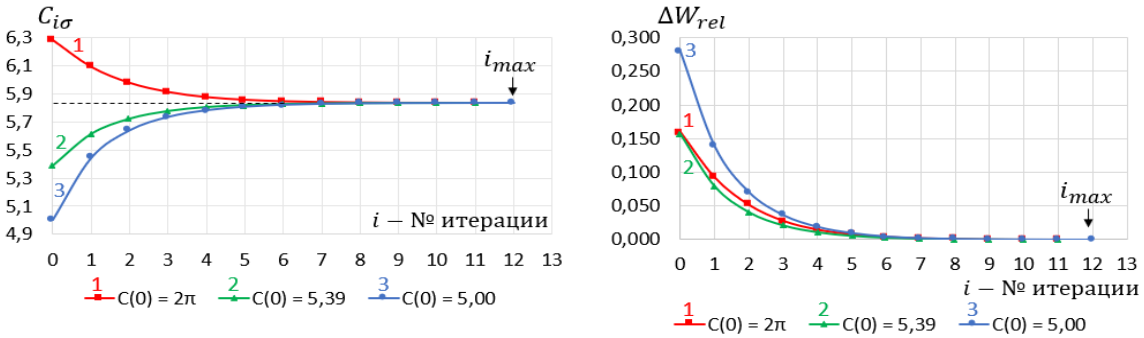
Итерационный процесс поиска самосогласованного дискретного представления Фурье-образа экспериментально измеренного поперечного распределения интенсивности (ПРИ) одномодового лазерного пучка гауссовой формы при наличии спекловой структуры представлен на рис. 1. Рисунок 1, *а* иллюстрирует стремление константы неопределенности к самосогласованному значению $C_\sigma \cong 5.83$ независимо от исходно заданных величин константы неопределенности на старте итерационного поиска ($C_{0\sigma} = 2\pi$, 5.39 и 5.00 для кривых 1, 2 и 3 соответственно).

Критерием самосогласованной сходимости Фурье-образов в процессе итерационного поиска может служить величина средней функциональной дистанции (СФД) между распределением спектральной плотности мощности (СПМ) ЛП, рассчитанной при наиболее точно определенной константе $C_{\sigma imax}$ в конце итерационного поиска $i = i_{max}$ (либо теоретически установленной), с распределением СПМ Фурье-образа на любом предшествующем шаге итерации.

$$\Delta W_{rel} = \frac{1}{\pi N_k{}^2}\frac{1}{\mathcal{W}_C}\sum_{n=-N_{k_x}}^{N_{k_x}}\sum_{m=-N_{k_y}}^{N_{k_y}}\left|\mathcal{W}_{C_{\sigma imax}}(n,m)-\mathcal{W}_{C_i}(n,m)\right|,\ \text{при}\sqrt{n^2+m^2}\le N_k\,. \qquad (5)$$

где, $\mathcal{W}_C = \frac{1}{\pi N_k^2}\sum_{i=-N_{k_x}}^{N_{k_x}}\sum_{j=-N_{k_y}}^{N_{k_y}}\mathcal{W}_{C_{\sigma imax}}(n,m)$ – среднее значение распределения СПМ, $\mathcal{W}_{C_{\sigma imax}}(n,m)$ – распределение СПМ, рассчитанные при наиболее точно определенной константе $C_{\sigma imax}$; $\mathcal{W}_{\nearrow}(n,m)$ – распределение СПМ, рассчитанное при любом $i < i_{max}$.

Приведенные на рис. 1, *б* расчеты средней функциональной дистанции, $\Delta W_{rel}$ в зависимости от значения текущего итерационного шага, указывают на их быструю (после $5 \div 6$ итерации) сходимость к единому, самосогласованному пределу независимо от исходных значений константы неопределенности ($C_{0\sigma} = 2\pi$, 5.39 и 5.00 для кривых 1, 2 и 3 соответственно).




*а* *б*

*Рис 1.* Данные, используемые в ходе итерационного процесса локального поиска при различных исходно заданных значениях константы $C_{\sigma i}$ ($C_{0\sigma} = 2\pi$, 5.39 и 5.00 для кривых 1, 2, 3 соответственно):
*а* – значения константы неопределенности;
*б* – величина средней функциональной дистанции (СФД) СПМ

Следует отметить, что приведенные выше результаты (рис. 1) получены при конкретном пространственно-спектральном разрешении: $N_{\sigma_x} = N_{0\sigma_x} = 40$, т. е. локально в одной фиксированной точке на КСК-плоскости в единицах дискретных отсчетов. Вместе с тем, сопряженные Фурье-образы могут существовать в любой точке КСК-плоскости, разрешенной соотношением неопределенности, которое, как показывает анализ, в дискретном представлении трансформируется в строгие равенства уравнений (3, 4). Такой подход позволяет исследовать глобальное поведение Фурье-образов с учетом вариации разрешения в КСК (подробнее см. рис. 2).

В основу итерационного метода поиска оптимальных канонически-сопряженных Фурье-представлений поперечного профиля интенсивности лазерного пучка положен критерий схождения к определенному пределу самосогласованной константы из

соотношения неопределенности. Достоверность метода подтверждается оценкой средней функциональной дистанции между искомыми Фурье-представлениями.

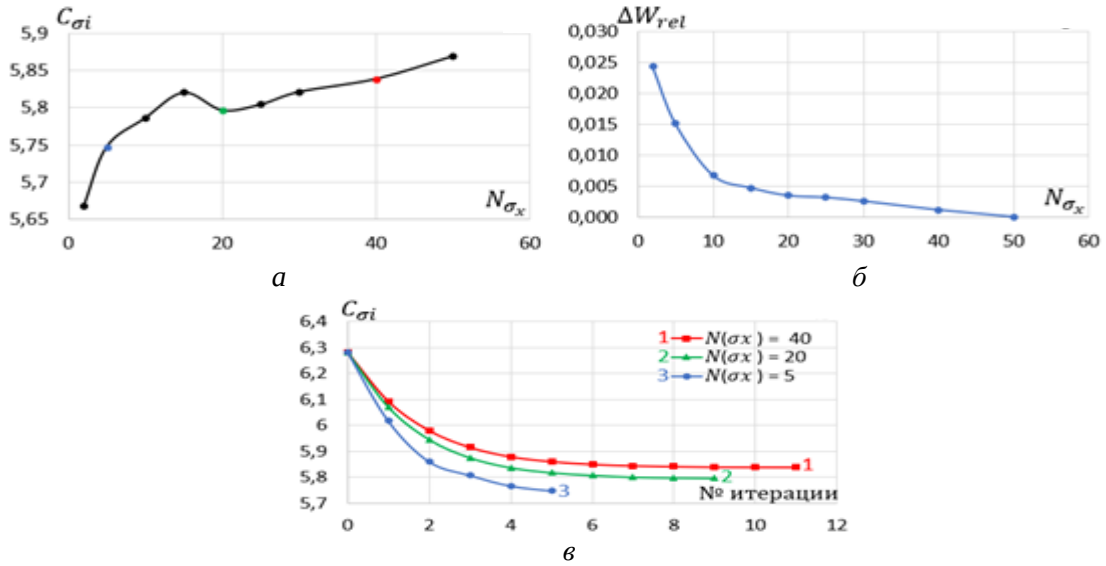



*Рис. 2.* Зависимость глобального поведения констант в ходе итерационного процесса от степени заданного разрешения:
*а* – самосогласованные итерационные значения константы неопределенности;
*б* – величина средней функциональной дистанции (СФД) СПМ;
*в* – поиск самосогласованных значений константы $C_i$ в локальных точках при $N_{\sigma_x}$ равных 40, 20, 5 для кривых 1, 2, 3 соответственно

## Библиографические ссылки


1. *Кабанов В. В., Негриенко А. О.* Измерение поперечного профиля лазерного пучка в канонически-сопряжённых координатах. // Nonlinear Dynamics and Applications. Minsk, 2024. 30. С. 144 –154.
2. *Котельников В. А.* О пропускной способности «эфира» и проволоки в электросвязи («On the transmission capacity of 'ether' and wire in electrocommunication») // Первая Всесоюзная Конференция по вопросам связи, 14 января, 1933.
3. *Shannon C. E.* A mathematician theory of communication, Bell Sys. Tech. J. 1948, Vol. 27, P. 379–423, 623–656; *Shannon C. E.* Communication in the presence of noise, Proc. IRE. 1949. Vol. 37. P. 10–21.
4. *Hans Dieter Lüke*, The Origins of the Sampling Theorem // IEEE Communications Magazine. 1999. April. P. 106–108.
5. *Koopman B. O.* Hamiltonian Systems and Transformation in Hilbert Space, Proc Natl Acad Sci U S A. 1931. 17(5). P. 315–318.
6. *von Neumann J.* "Zur Operatorenmethode In Der Klassischen Mechanik". Annals of Mathematics (in German). 1932. 33 (3). P. 587–642.
7. *Wiener N.* The Fourier Integral, Cambridge, 1932.
8. *Хинчин А. Я.* Теория корреляции стационарных случайных процессов. Математический сборник. 1934. 109 (1) P. 604–615.
9. *Heisenberg W.* Uber den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematic und Mechanik. Zeit. Physik. 1927. 43. P. 172–198.
10. Translation of "Uber den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik", Zeitschrift fur Physik, v. 43, no. 3-4, P. 172–198, 1927. // NASA TM-77379 Washington D.C. 20546. 1983. December.
11. *Folland G. B., Sitaram A.* The uncertainty principle: A Mathematical Survey // Journal of Fourier Analysis and Applications. 1997. V. 3. No 3. P. 207–238.
12. *Nussbaumer H. J.* Fast fourier transform and convolution algorithms. Springer Series in Information Sciences, Publishers: Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 2. 1981. 273 p.

# Динамика изменения двумерного сингулярного пучка при его распространении в фоторефрактивном кристалле силленит типа

**В. В. Давыдовская, А. В. Федорова, Д. С. Блоцкая, Е. В. Тарасюк**

*Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина, Мозырь, Беларусь, e-mail: davalenta@inbox.ru*

Составлена математическая модель для описания распространения и взаимодействия двумерных сингулярных световых пучков в фоторефрактивном кристалле BSO. Изучено влияние оптической активности кристалла на сингулярный световой пучок при его распространении в фоторефрактивном кристалле BSO.

***Ключевые слова:*** фоторефрактивный кристалл; распространение; сингулярный световой пучок; филаментация; вращение.

# The dynamics of changes in a two-dimensional singular beam during its propagation in a photorefractive sillenite-type crystal

**V. V. Davydovskaya, A. V. Fedorova, D. S. Blotskaya, E. V. Tarasjuk**

*Mozyr State Pedagogical University named after I. P. Shamyakin, Mozyr, Belarus, e-mail: davalenta@inbox.ru*

A mathematical model has been developed to describe the propagation and interaction of two-dimensional singular light beams in a photorefractive BSO crystal. The influence of the optical activity of the crystal on the singular light beam during its propagation in the photorefractive BSO crystal has been studied.

***Keywords:*** photorefractive crystal; propagation; singular light beam; filamentation; rotation.

## Введение

Актуальность использования квазисолитонных структур в фоторефрактивных кристаллах обусловлена развитием современных методов и устройств оптоэлектроники, требующих создания новых способов осуществления управляемой адресной локализации световых пучков.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию пространственных солитонов так как в они способны передавать большие объёмы информации и распространяться практически без дифракционной расходимости и изменения формы светового пучка.

Разработка новых способов управления квазисолитонными сингулярными пучками с использованием фоторефрактивных кристаллов, установление механизмов, особенностей и закономерностей динамики преобразования вортексов при их распространении и взаимодействии в средах с фоторефрактивной нелиней-ностью является актуальной задачей когерентной оптики [1].

Вортексы могут быть полезными для многих приложений, таких как информационные технологии, микроскопия, оптические пинцеты и телекоммуникации, а также могут использоваться для создания запутанных состояний света и управления

ими, что может быть использовано для разработки новых методов квантового вычисления и квантовой связи [2–3].

### 1. Обсуждение основных результатов

Для моделирования использовалась модель сингулярного пучка, представленная в [4], характерный размер входного пучка $r_0 = 20$ мкм, топологический заряд пучка $m = 1$. Максимальное значение относительной интенсивности сингулярного светового пучка на входе в кристалл $I_{max} = 1$ (рис. 1).

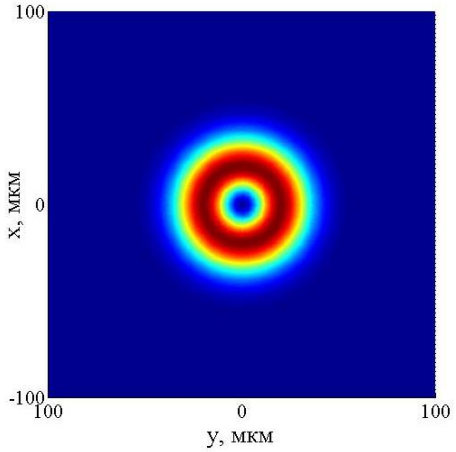



*Рис. 1* Вид вихревого пучка на входе в кристалл: распределение относительной интенсивности $I(x, y)$ в пучке при наблюдении навстречу оси $z$

При моделировании были использованы следующие значения параметров:
- показатель преломления $n_0 = 2{,}54$;
- электрооптический коэффициент $r_{41} = 5 \cdot 10^{-12}$ м/В;
- удельное вращение кристалла $\rho = 22$ град/мм;
- длина волны излучения $\lambda = 0{,}6328$ мкм;
- радиус светового пучка $r_0 = 15$ мкм;
- длина кристалла 1,5 мм;
- входная плоскость кристалла $(\bar{1}\bar{1}0)$ ;
- ориентационный угол $\theta \approx 35{,}3°$;
- напряжённость внешнего электрического поля $\vec{E}_0 \parallel [1\bar{1}\bar{1}]$, а её модуль $E_0 = 1{,}2$ кВ/см.

Рассмотрим динамику изменения двумерного сингулярного пучка в процессе его распространения в фоторефрактивном кристалл BSO без учета оптической активности кристалла. Следует отметить, что, как и для кристалла SBN, наблюдается образование двух независимых филаментов (рис. 2, *в*, *г*).

Для определения изменения максимальной интенсивности в филаментах рассмотрим сечение сингулярного пучка плоскостью, параллельной плоскости XOZ и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности (рис. 2, *б*), сечение отмечено пунктирной линией (рис. 2, *а*).

Из графика видно, что в точке максимума относительная интенсивность филаментированного сингулярного пучка практически равна входной относительной интенсивности сингулярного пучка на входе в кристалл (рис. 2, *б*).

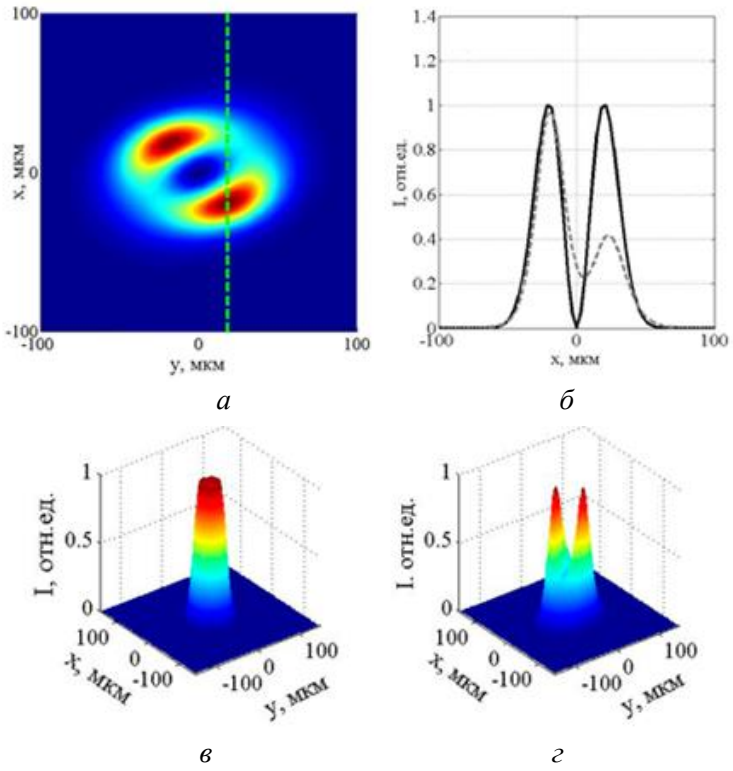



*Рис. 2.* Вид вихревого пучка на выходе из кристалла без учета оптической активности:
*а* – распределение относительной интенсивности $I(x, y)$ в пучке на выходе из кристалла при наблюдении навстречу оси $z$;
*б* – сечения сингулярных пучков плоскостью, параллельной плоскости XOZ и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности (сплошная линия – входной пучок, пунктирная линия – пучок на выходе из кристалла);
*в*, *г* – трехмерное модельное изображение зависимости $I(x, y)$ сингулярного светового пучка на входе в кристалл и выходе из кристалла соответственно

Также наблюдается поворот против часовой стрелки образовавшихся филаментов относительно оси пучка по мере его распространения в фоторефрактивном кристалле силленит типа.

Оптическая активность приводит к уменьшению максимальной относительной интенсивности сингулярного светового пучка на выходе из кристалла (рис. 3, *б*), также уменьшается угол вращения сингулярного пучка относительно его оси (рис. 3, *а*). Максимальная относительная интенсивность пучка на входе в кристалл составляла значение $I_{max} = 1$ отн. ед., то на выходе из кристалла $I_{max} \approx 0.6$ отн. ед.

## Заключение

Теоретически установлено, что распространение сингулярного пучка в кристалле BSO приводит к формированию двух независимых филаментов. Аналогично эффекту в кристаллах SBN, в силленитах наблюдается поворот филаментов против часовой стрелки относительно оси пучка. Показано, что оптическая активность кристалла снижает как максимальную относительную интенсивность пучка, так и угол его вращения.

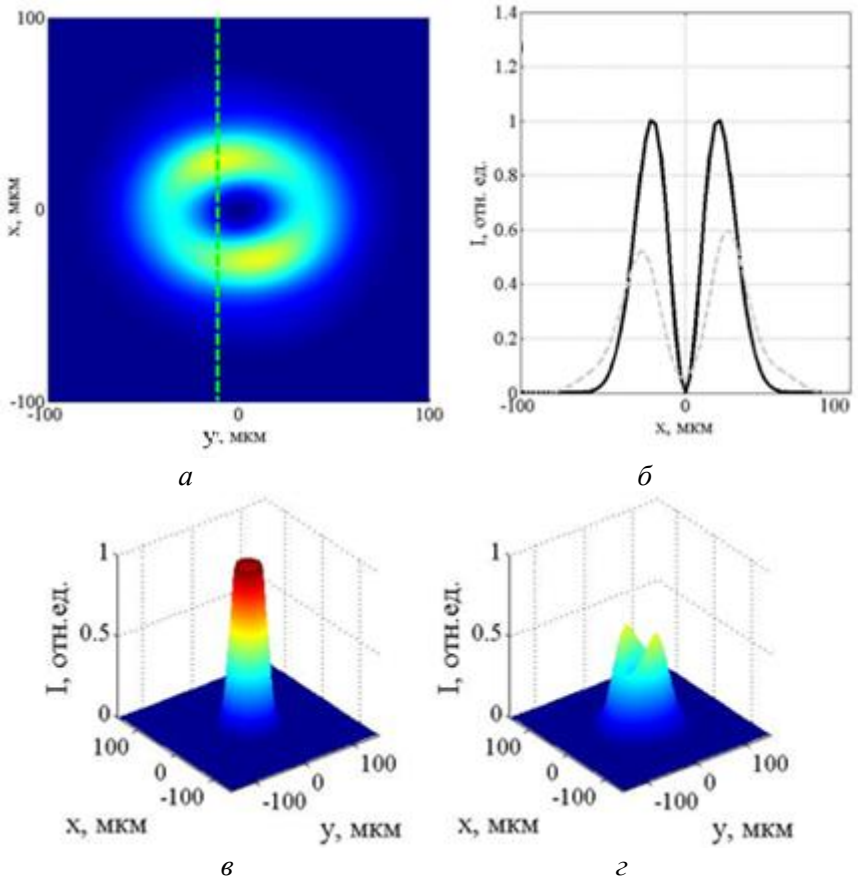



*Рис. 3.* Вид вихревого пучка на выходе из кристалла с учетом оптической активности:
*а* – распределение относительной интенсивности $I(x, y)$ в пучке на выходе из кристалла при наблюдении навстречу оси $z$;
*б* – сечения сингулярных пучков плоскостью, параллельной плоскости XOZ и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности (сплошная линия – входной пучок, пунктирная линия – пучок на выходе из кристалла);
*в, г* – трехмерное модельное изображение зависимости $I(x, y)$ сингулярного светового пучка на входе в кристалл и выходе из кристалла соответственно

Полученные результаты подтверждают перспективность применения фоторефрактивных кристаллов для управления квазисолитонными структурами. Результаты работы могут быть использованы для дальнейших исследований по управляемой локализации света и создания новых оптоэлектронных устройств.

## Библиографические ссылки


1. *Mamaev, A. V.* Propagation of a mutually incoherent optical vortex pair in anisotropic nonlinear media / A. V. Mamaev, M. Saffman, A. A. Zozulya // J. Opt.B: Quantum Semiclass. Opt. 2004. V. 6. P. S318–S322.
2. *Wang, J.* Advances in communications using optical vortices // Photonics Research. 2016. V.4. P. 14–28.
3. *Andrews, D.* Symmetry and Quantum Features in Optical Vortices // Symmetry. 2021. V. 13. P. 1368.
4. Спектральное уширение фемтосекундных оптических вихрей при филаментации в плавленом кварце в условиях аномальной дисперсии групповой скорости / С. А. Шленов [и др.] // ЖЭТФ. 2021. 159(3). С. 400–408.

# Модуляция бесселевых световых пучков в кристаллах парателлурита акустооптическим методом

**Г. В. Кулак[1)], А. М. Варанецкий[2)], П. И. Ропот[2)], Л. А. Тозик[1)]**

*[1)]Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина, Мозырь, Беларусь, e-mail: g.kulak57@mail.ru*
*[2)]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: p.ropot@dragon.bas-net.by*

Исследована акустооптическая модуляция бесселевых световых пучков с длиной волны 532 нм на продольных ультразвуковых волнах в кристаллах парателлурита. С использованием двумерной теории связанных волн показано, что с увеличением длины акустооптического взаимодействия и мощности ультразвука эффективность дифракции увеличивается. Для центральной частоты ультразвука 100 МГц достигнута ширина полосы частотной перестройки модулятора ~ 35–50 МГц по уровню 3дБ при максимальной эффективности дифракции ~56 %.

***Ключевые слова***: акустооптическое взаимодействие, ультразвуковая волна, полоса пропускания, акустооптическая модуляция, эффективность дифракции.

# Modulation of Bessel Light Beams in Paratellurite Crystals by an Acousto-Optic Method

**G. V. Kulak[1)], A. M. Varanetsky[2)], P. I. Ropot[2)], L. A. Tozik[1)]**

*[1)]Mozyr State Pedagogical University named after I. P. Shamyakin, Mozyr, Belarus, e-mail: g.kulak57@mail.ru*
*[2)]B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: p.ropot@dragon.bas-net.by*

Acousto-optic modulation of 532 nm Bessel light beams by longitudinal ultrasound waves in paratellurite crystals was studied. Using two-dimensional coupled-wave theory, it was shown that diffraction efficiency increases with increasing acousto-optic interaction length and ultrasound power. For an ultrasound center frequency of 100 MHz, a modulator frequency tuning bandwidth of ~35–50 MHz at a 3 dB level was achieved, with a maximum diffraction efficiency of ~56%.

***Keywords:*** acousto-optic interaction, ultrasonic wave, bandwidth, acousto-optic modulation, diffraction efficiency.

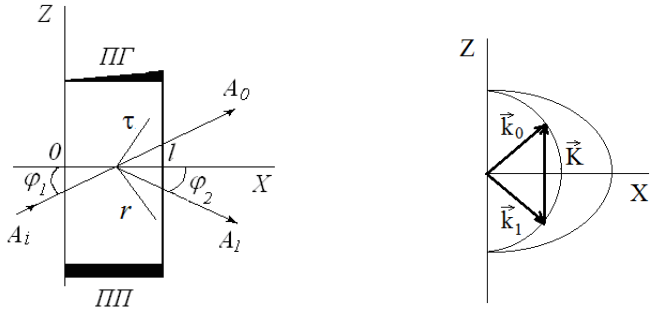
## Введение

Акустооптические модуляторы света используются в качестве устройств ввода информации в оптические обрабатывающие системы [1]. При этом могут быть реализованы системы для одноканальной и многоканальной обработки информационных сигналов, например, от радиолокационных антенных решеток. В настоящее время значительный интерес для оптических информационных технологий представляют квазибездифракционные световые поля, которые соответствуют световым пучкам с сохраняющимся в процессе распространения поперечным распределением амплитуды поля. Наиболее известным классом квазибездифракционных полей являются бесселевы световые пучки (БСП) [2].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследованы особенности акустооптической модуляции бесселевых световых пучков на продольной ультразвуковой (УЗ) волне, распространяющейся вдоль оптической оси кристалла парателлурита ($TeO_2$). Рассмотрена акустооптическая (АО) модуляция при изотропной АО дифракции пучков обыкновенной поляризации (*о-о* преобразование). При теоретическом исследовании применена двумерная теория связанных волн (см. [3]) с учетом отстройки брэгговского синхронизма.

**1. Теоретические результаты и их обсуждение**

На рис. 1 представлена схема изотропной брэгговской дифракции линейно поляризованных световых пучков




*а* *б*

*Рис. 1.* Схема АО взаимодействия БСП и продольной УЗ волны (*а*);
геометрия расположения преломленной и дифрагированной плосковолновых компонент БСП в плоскости дифракции на продольной УЗ волне в кристалле $TeO_2$ (*б*):
ПП – пьезопреобразователь; ПГ – поглотитель ультразвука; $\varphi_1$ и $\varphi_2$ – угол падения и дифракции соответственно; $\vec{K}$ – волновой вектор ультразвука, $\vec{k}_0$, $\vec{k}_1$ - волновые векторы преломленной и дифрагированной волн

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия (рис. 1), для которой УЗ волна распространяется в кристалле $TeO_2$ вдоль оси Z и занимает пространство между плоскостями $x = 0$ и $x = l$. Ось падающего БСП расположена в плоскости $XZ$ под углом $\varphi_1$ к фронту УЗ волны. Сечение поверхности волновых векторов плоскостью дифракции $XZ$ и расположение плосковолновых компонент падающего ($\vec{k}_0$) и дифрагированного ($\vec{k}_1$) и плосковолновых компонент показано на рис.1, *б*. При этом, как показано на рис. 1, *б*, реализуется дифракционный процесс: $\vec{k}_0 + \vec{K} = \vec{k}_1 + \Delta\vec{k}$ ($\Delta\vec{k}$ - отстройка фазового синхронизма). Для рассматриваемой геометрии АО взаимодействия следует положить: $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi = \arcsin(\lambda_0 \upsilon / 2n_o \upsilon)$, где $\lambda_0$ – длина световой волны в вакууме, ($n_o$ – обыкновенный показатели преломления кристалла), $\upsilon$ - фазовая скорость продольной УЗ волны [1]).

В рамках двумерной теории связанных волн система связанных дифференциальных уравнений для комплексных амплитуд дифрагированных волн $A_0(r)$, $A_1(\tau)$ имеет вид:

$$\frac{\partial A_0}{\partial \tau} + ie^{i\Delta k(\tau+r)}\chi A_1 = 0, \quad \frac{\partial A_1}{\partial r} + ie^{-i\Delta k(\tau+r)}\chi A_0 = 0, \tag{1}$$

где коэффициент связи дифрагированных волн $\chi$ выражается через свертки тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik}\varepsilon_{lj}p_{klmn}U_{mn}$ ($\varepsilon_{ij}, U_{mn}$ – компоненты тензора диэлектрической проницаемости и тензора УЗ деформации) с векторами поляризации $\vec{e}_0, \vec{e}_1$ дифрагированных волн нулевого и первого порядка, то есть $\chi = k^2(\vec{e}_0\Delta\hat{\varepsilon}\vec{e}_1)/2$; $\tau = x\sin\varphi - z\cos\varphi$, $r = x\sin\varphi + z\cos\varphi$; $k = 2\pi n/\lambda_0$; $\Delta k = (\pi f_0\lambda_0/n_o\upsilon^2)\Delta f$ – отстройка фазового синхронизма ($\Delta f = (f - f_0)$ – отстройка частоты УЗ волны от центральной $f_0$) [1]. Если искать решение системы уравнений (1) методом Римана с использованием граничных условий: $A_0(x=0) = A_{i0}$, $A_1(x=0) = 0$, то общее решение можно представить в виде:

$$A_0(r) = A_i(r) - \frac{1}{2}\nu\int_{-1}^{+1} A_i\left[r - g(1-q)\right]e^{-i\delta g(1-q)}\frac{J_1\left(\nu\sqrt{1-q^2}\right)}{\sqrt{1-q^2}}dq, \tag{2}$$

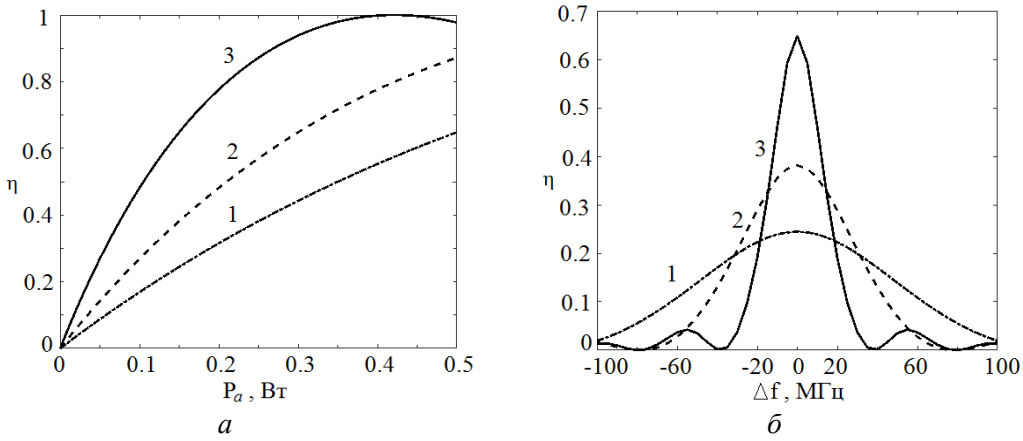
$$A_1(\tau) = -i\frac{1}{2}\nu e^{-i2\delta\tau}\int_{-1}^{+1} A_i\left[g(1-q) - \tau\right]e^{-i\delta g(1-q)}J_0\left(\nu\sqrt{1-q^2}\right)dq, \tag{3}$$

где $\nu = \chi l/kn^2\cos\varphi$ – индекс модуляции УЗ волной; $g = l\sin\varphi$ – геометрический параметр; $\delta = \Delta k/2\sin\varphi$; $J_0(x)$, $J_1(x)$ – функции Бесселя первого рода, соответственно нулевого и первого порядка. При этом индекс модуляции выражается через коэффициент акустооптического качества $M_2$: $\nu = \frac{2\pi}{\lambda_0\cos\varphi}\sqrt{\frac{M_2P_al}{2h}}$, где $P_a$ – мощность ультразвука, $h$ – ширина пьезопреобразователя. Выражения (2), (3) позволяют рассчитать амплитудное распределение дифрагированного пучка нулевого и первого порядка для любого уровня акустической мощности и широкого класса падающих световых пучков. Эффективность АО дифракции ($\eta$) определяется соотношением

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty}|A_1(\tau)|^2 d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty}|A_0(r)|^2 dr + \int_{-\infty}^{+\infty}|A_1(\tau)|^2 d\tau}. \tag{4}$$

Численные расчеты проводились для АО дифракции излучения с длиной волны $\lambda_0 = 532$ нм на медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся под малым углом $\varphi << 1$ к оси [110] кристалла $TeO_2$. Коэффициент АО качества для линейно-поляризованного падающего волнового пучка равен [1]: $M_2 = 34{,}5\cdot10^{-18}$ с$^3$/г. БСП имеет вид: $A_i(r) = AJ_0(kr\sin\gamma)$, где $A(\gamma)$ – амплитуда (угол конусности) БСП.

На рис. 2, *а* для падающего БСП представлена зависимость дифракционной эффективности η от мощности ультразвука $P_a$, рассчитанная по формулам (2) – (5), при различных значениях длины АО взаимодействия *l*. Зависимость эффективности АО дифракции η от отстройки частоты УЗ волны от брэгговской ($\Delta f$ ) при различных длинах АО взаимодействия представлена на рис. 2, *б*.




*а* *б*

*Рис. 2.* Зависимость эффективности дифракции η бесселевого светового пучка η от мощности УЗ волны $P_a$ при точном брэгговском синхронизме (*а*);
зависимость эффективности дифракции η БСП от отстройки частоты УЗ волны от брэгговской $\Delta f$ при различных длинах АО взаимодействия *l*: 1 –3 мм, 2 – 5 мм, 3–10 мм (кристалл $TeO_2$, $\lambda_0$= 532 нм, $n_o$= 2,29, $M_2 = 34{,}5\cdot10^{-18}$ с$^3$/г, *h* = 4 мм, γ = 0,5°, $f_0$=100 МГц, $\Delta f$ = 0 (*а*), $P_a$ = 0,15 Вт) (*б*)

Максимум эффективности дифракции (η = 1) достигается при достижении длины АО взаимодействия *l* = 10 мм. Из рис. 2, *б* следует, что при уменьшении длины АО взаимодействия имеет место увеличение ширины полосы пропускания АО модулятора по уровню 50 % от максимального значения. Ширина полосы пропускания устройства при изменении длины АО взаимодействия в пределах 5÷10 мм изменяется в пределах 35÷50 МГц.

## 2. **Экспериментальные результаты**

На рис. 3 представлена экспериментальная схема исследования АО дифракции БСП на продольной УЗ волне.

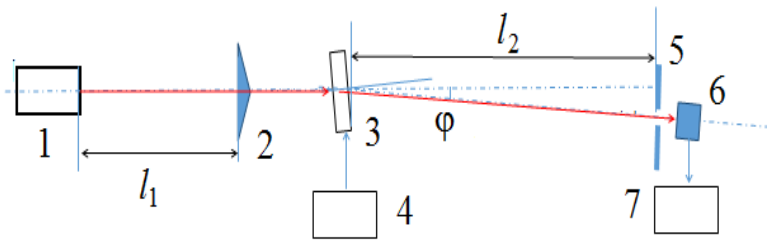
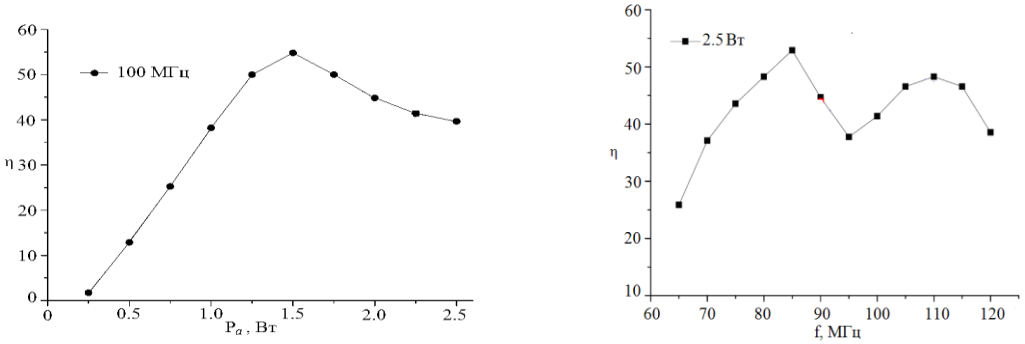



*Рис. 3.* Схема АО дифракции БСП на продольной УЗ волне:
1 – лазер OBIS LS 532-20 (длина волны 532 нм, мощность 20 мВт, диаметр пучка 0,75 мм; расходимость 0,9 мрад.; 2 – аксиконы AX252-A (Thorlabs); 3 – АО ячейка на $TeO_2$ с центральной частотой $f_0$ = 100 МГц; 4 – генератор высокочастотный RIGOL DG5071; 5 – диафрагма; 6 – фотодиодный приемник S121C (Thorlabs) ;7 – измеритель мощности LaserStar (Ophir)

На рис. 3, за счет угловой расходимости, световой пучок с диаметром на входе 0,75 мм, пройдя расстояние $l_1 = 1$ м, приобретает диаметр равный 1,5 мм (на входе в аксикон). Коэффициент преобразования электрической мощности в акустическую составляет ~ 0,1.

На рис. 4 представлена зависимость эффективности АО дифракции η от частоты УЗ волны *f*, подаваемой УЗ генератором (4) на ПП (3) на рис. 3.




*а* *б*

*Рис. 4.* Зависимость эффективности дифракции η от электрической мощности, вырабатываемой ВЧ генератором (*а*);
зависимость эффективности дифракции η от частоты УЗ волны, вырабатываемой генератором (4) на рис. 3 (кристалл $TeO_2$, электрическая мощность $P_э = 2{,}5$ Вт, $h = 4$ мм, $l = 10$ мм) (*б*)

Из рис. 4, *а* следует, что для падающего БСП эффективность дифракции при строгом выполнении условия Брэгга достигает 56 %. Ширина полосы пропускания модулятора, как следует из рис. 4б составляет ~ 35 МГц.

## Заключение

Таким образом, при АО преобразовании БСП на продольной УЗ волне достижима эффективность АО взаимодействия ~56 % при акустической мощности ~0,15 Вт и длине АО взаимодействия 10 мм. Ширина полосы пропускания АО модулятора может составить ~35÷50 МГц. Теоретические результаты на основе двумерной теории связанных волн согласуются с полученными экспериментальными данными.

## Библиографические ссылки

1. *Блистанов А. А.* Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. – М.: МИСИС. 2000.
2. *Durnin. J.* Exact solutions for nondiffracting beams // J. Opt. Soc. Am. 1987. V.4, № 4. P. 651–654.
3. *Белый В. Н.* Дифракция световых пучков на затухающих ультразвуковых волнах в оптически изотропных средах / В. Н. Белый, И. Г. Войтенко, Г. В. Кулак // Журн. прикл. спектр. 1992. Т. 56, № 5-6. С. 831–836.

# Коэффициент интенсивности первого кольца бесселева светового пучка нулевого порядка

**А. А. Рыжевич[1, 2], И. В. Балыкин[1], Т. А. Железнякова[2]**

*[1] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by*
*[2] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

Вводится коэффициент интенсивности первого (приосевого) кольца бесселева светового пучка нулевого порядка (БСП), равный отношению отношению максимальной интенсивности в первом кольце БСП к осевой интенсивности. Нормальное (идеальное) значение коэффициента равно 0,1622. Коэффициент показывает степень влияния первого кольцевого максимума в процессах лазерной обработки с помощью БСП, и его повышенное значение может привести к нежелательному увеличению площади воздействия БСП на обрабатываемый материал.

***Ключевые слова:*** бесселев световой пучок; осевая интенсивность; приосевое кольцо; коэффициент интенсивности первого кольца.

# Coefficient of the zero order Bessel light beam first ring intensity

**A. A. Ryzhevich[1, 2], I. V. Balykin[1], T. A. Zheleznyakova[2]**

*[1] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by*
*[2] Belarusian State University, Minsk, Belarus*

The intensity coefficient of the first (axial) ring of the zero-order Bessel light beam (BLB) is introduced. Epy coefficient is equal to the ratio of the maximum intensity in the first ring of the BLB to the axial intensity. The normal (ideal) value of the coefficient is 0.1622. The coefficient indicates the degree of influence of the first ring maximum in laser processing with BLB, and a higher value may lead to an undesirable increase in the BLB impact area on the processed material.

***Keywords:*** Bessel light beam, axial intensity, near axis ring, coefficient of the first ring intensity.

## Введение

Для оценки пригодности для практического применения бесселевых световых пучков (БСП) нулевого порядка, в особенности в приложениях, связанных с лазерной обработкой материалов, большое значение имеет максимальное значение интенсивности в первом, т.е. приосевом кольце пучка. Это объясняется следующими причинами: во-первых, слишком высокая интенсивность в приосевом кольце некачественного БСП может привести к нежелательным результатам обработки материала, поскольку в процессе может участвовать не только осевой максимум интенсивности, но и первое кольцо, если его интенсивность достаточно высока; во-вторых, максимальная интенсивность в кольцах, следующих после приосевого, в практически реализуемых пучках убывает достаточно быстро, поэтому их влияние менее значительно.

В связи с этим представляет интерес вопрос, как отношение максимальной интенсивности в приосевом кольце пучка к осевой интенсивности ведет себя при различных условиях его формирования, а также, как оно соотносится с другими параметрами качества пучка. В простейшем случае при формировании БСП аксиконом из гауссова пучка такими изменяющимися условиями могут быть тип исходного источника лазерного излучения и расстояние от аксикона до плоскости регистрации пучка.

## 1. Определение коэффициента интенсивности первого кольца БСП

Ранее были введены параметры качества БСП [1], определяющие соответствие пучка идеальному по трем критериям – степени его осевой симметрии в чисто геометрическом смысле $k_К$, равномерности значения интенсивности в приосевом кольце вдоль различных направлений $k_П$ и общему соответствию пучка идеальному на основе среднего значения критерия $<R^2>$. В этом исследовании предлагается рассмотреть еще одну величину, характеризующую качество пучка – коэффициент интенсивности первого максимума $k_1$, вводимый как отношение максимальной интенсивности в приосевом кольце пучка к осевой интенсивности как безразмерной величины либо в процентах:

$$k_1 = 100\% \cdot \frac{\max[I(r_1)]}{I(0)},$$

где $I(0)$ –интенсивность на оси пучка, max обозначает операцию определения максимума по выборке радиальных распределений интенсивности, $I(r_1)$ – интенсивность в первом приосевом кольце, определенная по процедуре, описанной в [1].

В идеальном случае, интенсивность в первом кольцевом максимуме достигает величины, равной 0,1622 от осевой интенсивности пучка. Эта величина определяется как значение квадрата функции Бесселя, задающей распределение интенсивности в первом нетривиальном нуле производной функции Бесселя, т. е. $J_0^2(\mu'_{0,1})$. Поэтому для идеального пучка $k_1$ = 16,22%.

## 2. Сравнение коэффициентов интенсивности первого кольца БСП, сформированных из излучения гелий-неонового и полупроводникового лазеров

Для формирования БСП использовалась схема, изображенная на рис. 1. Система регистрации состояла из подвижной платформы 5, движимой с использованием шагового двигателя, на которой были закреплены объектив 3 с фокусным расстоянием 0,4 мм и CCD-камеры CoolSnap EZ 4 (разрешение 1392×1040 при квадратном пикселе размером 6,45 мкм). Нами были рассмотрены БСП, полученные авторами ранее из излучения от гелий-неонового лазера ЛГН-201 и полупроводникового лазерного модуля KLM-M650-40-5. Примеры полученных распределений интенсивности приведены на рис. 2. С использованием разработанной авторами компьютерной программы был произведен анализ пространственных распределений интенсивности в полученных БСП. Результатами анализа стали продольные распределения

(зависимости от координаты $z$) параметров качества, введенных в [1], а также введенного в этой работе коэффициента $k_1$, изображенные на рис. 3.

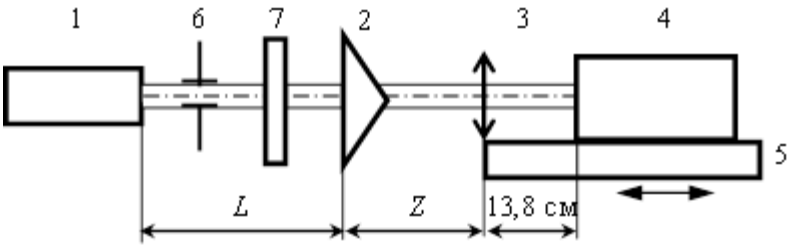
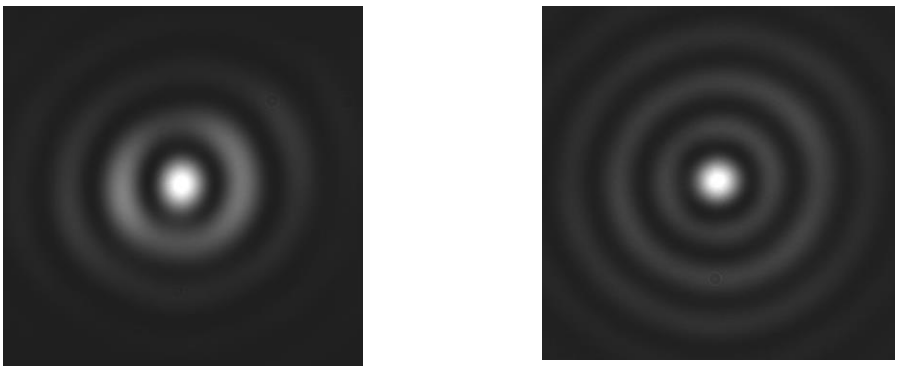
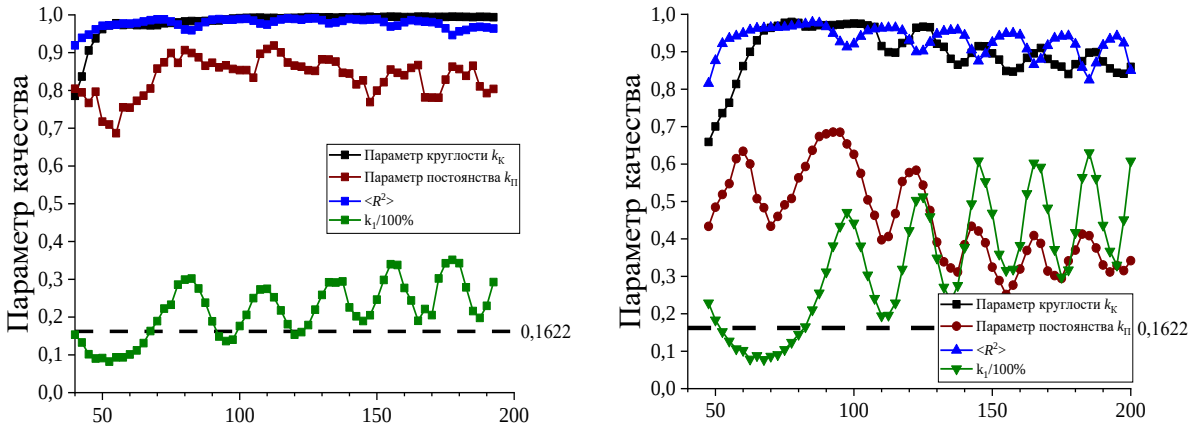



*Рис. 1.* Схема формирования БСП0: 1– полупроводниковый лазерный модуль; 2 – аксикон, 3 – объектив, 4 – CCD-камера; 5 – моторизованная платформа; 6 – круглая диафрагма с апертурой 6 мм; 7 – аттенюатор на нейтральных светофильтрах 0,5/0,03/0,01



*а* *б*

*Рис. 2.* Поперечные распределения интенсивности в формируемом аксиконом световом поле при $L$=17 см, $Z$=9,25 см:
*а* – от полупроводникового лазера; *б*– от гелий-неонового лазера




*а* *б*

*Рис. 3.* Продольные распределения параметров качества и $k_1$ (пунктирной линией обозначено значение $k_1$/100 % для идеального БСП):
*а* – от гелий-неонового лазера; *б*–от полупроводникового лазера

На графиках для гелий-неонового лазера (рис. 3, *а*) видно, что в моменты приближения $k_1$ к значению, соответствующему идеальному БСП, $<R^2>$, характеризующий общую степень близости пучка к идеальному приближается к 1, что позволяет сделать вывод о пригодности использования $k_1$ для быстрой оценки близости пучка к идеальному, поскольку его вычисление значительно алгоритмически проще. Также видно, что в целом $k_1$ осциллирует подобным на $<R^2>$ образом, что свидетельствует о том, что эти параметры коррелируют и в некоторых ситуациях могут быть взаимозаменяемы.

На графиках для полупроводникового модуля (рис. 3, *б*), для которого в целом качество выходного пучка ниже, также наблюдается аналогичная закономерность, дополнительно следует отметить, что видны синхронные с $k_1$ (в периодическом смысле), изменения коэффициентов постоянства $k_П$ и круглости $k_К$. С другой стороны также видно, что в продольной зависимости $k_1$ не наблюдается снижения в среднем, как для $k_П$ и $k_К$, что свидетельствует о том, что $k_1$, не содержит информации об общей неравномерности интенсивности пучка или изменении его формы, что соответствует сути его определения.

Другое важное обстоятельство состоит в том, что $k_1$ значительно изменяется с продольной координатой (от 10 % до 30 % для гелий-неонового лазера и от 10 % до 60 % для полупроводникового лазерного модуля). Это может иметь существенное значение в задачах лазерной обработки материалов, предварительное измерение $k_1$, таким образом, может помочь определить диапазон продольной координаты, в которой должна находиться обрабатываемая деталь для достижения желательного эффекта.

## Заключение

Вводимый параметр $k_1$ позволяет производить быструю оценку близости пучка к идеальному почти наравне с $<R^2>$ при условии, что распределение интенсивности в пучке достаточно близко к идеальному БСП. При этом его определение учитывает непосредственное отношение значения интенсивности в приосевом кольце к осевой интенсивности, что может быть важно для практических приложений при определении оптимального диапазона продольной координаты для размещения объекта воздействия, например, при обработке материалов.

Работа выполнена в рамках НИР «Разработка методов и устройств диагностики различных материалов и процессов с целью применения для оптической связи в свободном пространстве, адаптивной оптики, оптической микроскопии, терагерцовой и фото-акустической спектроскопии.» (№ гос. рег. 20210300) по заданию 1.1 ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций» (2021‑2025 гг.).

## Библиографические ссылки

1. *Рыжевич, А. А.* Параметры качества бесселевых световых пучков нулевого порядка / А. А. Рыжевич, И. В. Балыкин, Т. А. Железнякова // ЖПС. 2018. Т. 85, № 1. С. 144–153.

# Дифракционные характеристики мультиплексированных чирпированных многослойных неоднородных голографических структур с КПЖК

**Ю. А. Алтухов, Д. А. Проскуряков, Д. М. Чубаров, Д. С. Растрыгин, В. О. Долгирев, С. Н. Шарангович**

*Томский Государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия; e-mail: dm-proskuryakov@mail.ru*

В данной работе представлены дифракционные характеристики мультиплексированных чирпированных многослойных неоднородных голографических фотонных структур с капсулированными полимером нематическими жидкими кристаллами. Полученные дифракционные характеристики демонстрируют возможность увеличения угловой (спектральной) селективности по сравнению с обычными многослойными дифракционными структурами в несколько раз. Также продемонстрирована нормированная зависимость изменения ширины локальных максимумов и уровня дифракционной эффективности от квадратичного коэффициента изменения фазового профиля формируемого светового поля.

***Ключевые слова*:** дифракция; чирпирование; мультиплексирование; МНГДС; КПЖК

# Diffraction characteristics of multiplexed chirped multilayer inhomogeneous holographic structures with PDLC

**Yu. A. Altukhov, D. A. Proskuryakov, D. M. Chubarov, D. S. Rastrygin, V. O. Dolgirev, S. N. Sharangovich**

*Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia; e-mail: dm-proskuryakov@mail.ru*

This work presents the diffraction characteristics of multiplexed chirped multilayer inhomogeneous holographic photonic structures with polymer-dispersed nematic liquid crystals. The obtained diffraction characteristics demonstrate the possibility of increasing the angular (spectral) selectivity several times compared to conventional multilayer diffraction structures. A normalized dependence of the change in the width of local maxima and the level of diffraction efficiency on the quadratic coefficient of change in the phase profile of the generated light field is also demonstrated.

***Keywords*:** diffraction; chirping; multiplexing; MIHDS; PDLC

## Введение

Современные требования в фотонике и оптоэлектронике требуют разработки новых технологических материалов с управляемыми оптическими свойствами. Особый интерес представляют голографические дифракционные структуры (ГДС) на основе фотополимеризующихся материалах с жидкими кристаллами, обладающими возможностями управления при воздействии внешнего электрического поля. Кроме того, значительное внимание уделяется многослойным неоднородным голографическим дифракционным структурам (МНГДС) [1, 2], в частности, на основе капсулированных полимером нематических жидких кристаллов (КПЖК) [3, 4], в которых молекулы жидких кристаллов организованы в капсулы. Однако,

данные структуры имеют узкие угловые и спектральные характеристики. Основными методами уширения селективных свойств являются чирпирование и мультиплексирование, но ранее проводимые исследования не рассматривали оба случая одновременно.

Чирпированные (изменяющиеся по периоду [5]) мультиплексированные дифракционные структуры могут быть применены для создания устройств с расширенными оптическими свойствами. Такие МНГДС позволяют реализовать управляемые оптические дифракционные элементы с большей шириной селективного отклика, что критически важно для разработки современных голографических дисплеев, адаптивных оптических элементов и систем оптической обработки информации.

Ранее в работе [6] проводилось исследование селективных характеристик электрически управляемых чирпированных многослойных неоднородных ФПМ-ЖК дифракционных структур, которое продемонстрировало, что при использовании метода чирпирования возможно кратно уширить угловые и спектральные характеристики МНГДС с ФПМ-ЖК. Однако, недостаточно внимания было уделено структурам на основе КПЖК, для которых нехарактерно сильнее сцепление ЖК с ограничивающими поверхностями, обуславливающие плавную оптическую неоднородность, как было в случае с высокой концентрацией ЖК (ФПМ-ЖК).

Таким образом, целью данной работы является исследование дифракционных характеристик электрически управляемых чирпированных мультиплексированных МНГДС на основе КПЖК.

## 1. Математическая модель

Опираясь на ранее представленную математическую модель из [7] была разработана новая математическая модель, описывающая процесс дифракции света на чирпированных мультиплексированных МНГДС с КПЖК.

Схема дифракции света на чирпированных мультиплексированных МНГДС с КПЖК показана на рис. 1.

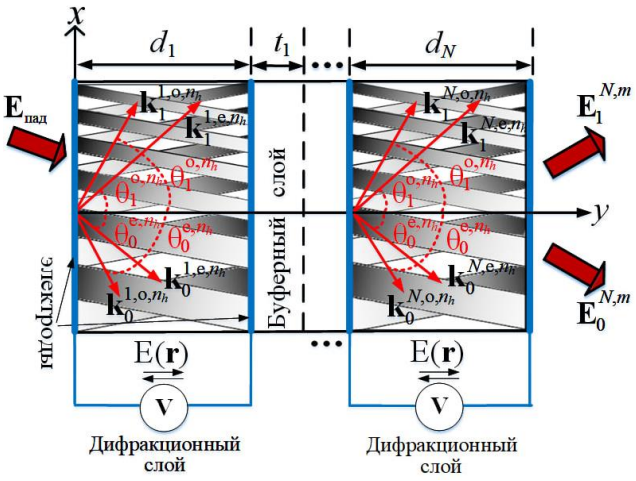



*Рис. 1.* Схема дифракции света на чирпированных мультиплексированных МНГДС с КПЖК

В модели учитывается фазовый профиль $\varphi_c^n(\mathbf{r})$ записывающего поля, который описывается выражением [7]:

$$\varphi_c^n(\mathbf{r}) = \varphi_0^n + \nabla\varphi^n \cdot \mathbf{r} + 0.5\nabla^2\varphi^n \cdot \mathbf{r}^2, \quad (1)$$

где $0.5\nabla^2\varphi^n$ является квадратичным коэффициентом изменения модуля фазового профиля записывающего излучения, а $\nabla\varphi^n = K_0^n$ средней величиной вектора решетки $\mathbf{K}$.

Математическая модель основана на уравнении связанных волн в частотных производных [7]. С помощью этих уравнений можно вычислить амплитудные профили световых пучков $E_j^{n,m,n_h}$, которые взаимодействуют с каждой дифракционной структурой:

$$\begin{cases} \mathbf{N}_{r0}^{n,m,n_h} \cdot \nabla E_0^{n,m,n_h}(\mathbf{r}) = -iC_1^{n,m,n_h} E_1^{n,m,n_h} n_n^{n,m,n_h}(\mathbf{r}) \exp(i\nabla\mathbf{K}^{n,m,n_h} \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{N}_{r1}^{n,m,n_h} \cdot \nabla E_1^{n,m,n_h}(\mathbf{r}) = -iC_0^{n,m,n_h} E_0^{n,m,n_h} n_n^{n,m,n_h}(\mathbf{r}) \exp(i\nabla\mathbf{K}^{n,m,n_h} \cdot \mathbf{r}) \end{cases}, \quad (2)$$

где $E_j^{n,m,n_h}$ – амплитудное распределением профиля световых пучков, $\mathbf{N}_{rj}^{n,m,n_h}$ – вектор групповых нормалей, $C_j^{n,m,n_h}$ – значение амплитудных коэффициентов связи, $n_n^{n,m,n_h}$ – значение нормированного амплитудного профиля показателя преломления структуры, $\nabla\mathbf{K}^{n,m,n_h} = \mathbf{K}^{n,m,n_h} + \mathbf{k}_0^{n,m,n_h} - \mathbf{k}_1^{n,m,n_h}$ – вектор фазовой расстройки, $n_h$ – номер записанной ГДС.

Используя матричный метод, можно описать процесс преобразования частотно-угловых спектров взаимодействующих плоских световых волн через всю чирпированную мультиплексированную МНГДС:

$$\mathbf{E}^{m,N} = (\mathbf{T}_h^{N,m,1} + \ldots \mathbf{T}_h^{N,m,n_h} + \ldots + \mathbf{T}_h^{N,m,N_h}) \cdot \mathbf{E}_0, \quad (3)$$

где $\mathbf{E}^{N,m} = \begin{bmatrix} E_0^{m,n}(E,\Delta K) \\ E_1^{m,n}(E,\Delta K) \end{bmatrix}$ – определяет выходное оптическое поле; $\mathbf{T}_h^{N,m,1} = \mathbf{T}^{N,m,n_h} \cdot \mathbf{A}^{N-1,m} \cdot \mathbf{T}^{N-1,m,n_h} \cdot \ldots \cdot \mathbf{A}^{1,m} \cdot \mathbf{T}^{1,m,n_h}$ – матричная передаточная функция для всей голограммы; $\mathbf{T}^{n,m,n_h} = \begin{bmatrix} T_{00}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) & T_{10}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) \\ T_{01}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) & T_{11}^{n,m,n_h}(E,\Delta K) \end{bmatrix}$ – матричная передаточная функция для $n$-го слоя и $n_h$ голограммы; $N_h$ – количество записанных голограмм; $\mathbf{A}^{n,m} = \exp\left[-i(\mathbf{k}_1^{n,m,n_h} \cdot \mathbf{y}_0)t_n\right] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp\left[\dfrac{-i\nabla\mathbf{K}^{n,m,n_h} \cdot t_n}{d_n}\right] \end{bmatrix}$ – матрица перехода; $n_h$ – число записанных решеток; $m = o, e$ – индекс, соответствующий обыкновенным и необыкновенным волнам; $n$ – номер дифракционного слоя.

## 2. Численное моделирование

В качестве основных параметров для численного моделирования использовалась ГДС толщиной 20 мкм для дифракционного ($d_n$) и 294 мкм для буферного ($t_n$) слоя. Длина считывающей световой волны $\lambda_{read}$ = 1500 нм. Длина записывающей световой волны $\lambda_0$ = 633 нм, количество дифракционных слоев $N$ = 2, количество записанных решеток $n_h$ = 2. Углы поворота образца при последовательной записи для записи мультиплексированной чирпированной ГДС $\psi = \{-11;11\}$ градусов и углы между записывающими пучками $2\theta_b = 20$ градусов. $\theta_b$ – угол Брэгга. Значение квадратичного коэффициента $0.5\nabla^2\varphi^n = 3\cdot 10^5$.

На рис. 2 приведена зависимость изменения ширины локальных максимумов и уровня дифракционной эффективности от квадратичного коэффициента изменения фазового профиля формируемого светового поля.

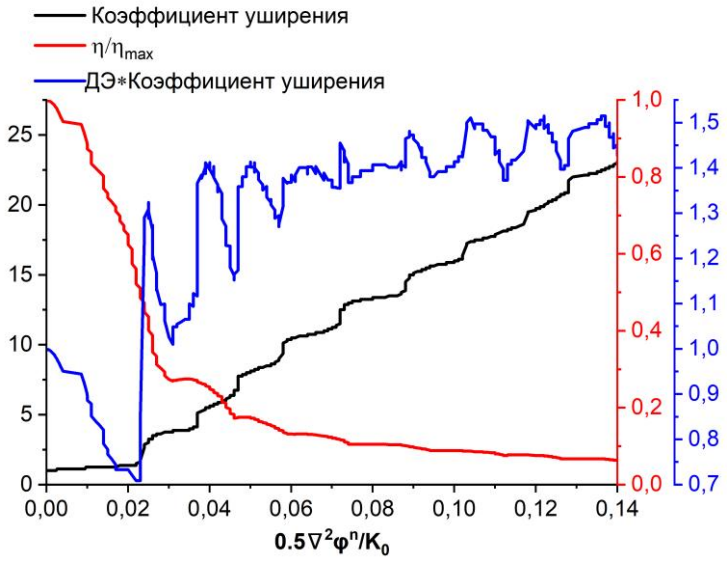



*Рис. 2*. Зависимость изменения ширины локальных максимумов и уровня дифракционной эффективности от $0.5\nabla^2\varphi^n$

Как видно из рис. 2, при увеличении соотношения $0.5\nabla^2\varphi^n / K_0$ от 0 до 0,022 коэффициент уширения изменяется незначительно, однако, дифракционная эффективность снижается экспоненциально. При линейном росте значения соотношения $0.5\nabla^2\varphi^n / K_0$, начиная с 0,022, коэффициент уширения также изменяется практически линейно, но ступенчато. Таким образом, эффективное уширение угловой селективности относительно изменения дифракционной эффективности, за счет метода чирпирования происходит лишь при соотношении $0.5\nabla^2\varphi^n / K_0$ , равного не менее 0,022.

Коэффициент эффективности, который представляется как перемножение ДЭ и коэффициента уширения, периодически изменяется по уровню при изменении

$0.5\nabla^2\varphi^n$. Так при изменении $0.5\nabla^2\varphi^n$ от 0 до 0,022 коэффициент эффективности снижается, однако, при $0.5\nabla^2\varphi^n / K_0$ больше 0,022 коэффициент эффективности резко возрастает, стремясь к более статичному состоянию. Наличие осцилляций на кривой коэффициента эффективности при этом обусловлен ступенчатым характером коэффициента уширения при изменении $0.5\nabla^2\varphi^n$.

## Заключение

Таким образом, в результате проведённого теоретического исследования дифракционных характеристик чирпированных мультиплексированных многослойных неоднородных голографических дифракционных структур с капсулированными полимером нематическими жидкими кристаллами было установлено, что эффективность метода чирпирования происходит лишь при соотношении $0.5\nabla^2\varphi^n / K_0$ равного не менее 0,022, как и рост значения коэффициента уширения угловой селективности.


## Благодарности

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».


## Библиографические ссылки


1. Single- and Double-Beam Optical Formation of Relief-Phase Diffraction Microstructures in Carbazole-Containing Azopolymer Films / N. A. Ivliev [et al.] // Opt. Spectrosc. 2021. Vol. 129(4). P. 489–494.
2. *Pen E. F., Rodionov M. Y.* Properties of multilayer nonuniform holographic structures // Quantum Electron. 2010. Vol. 40. P. 919–924.
3. Light transmission of polymer-dispersed liquid crystal layer composed of droplets with inhomogeneous surface anchoring / V. A. Loiko [et al.] // Opt. Spectrosc. 2016. Vol. 120, № 1. P. 143–152.
4. *Sutherland R. L.* Polarization and switching properties of holographic polymer-dispersed liquid-crystal gratings. I. Theoretical model // JOSA B. 2002. Vol. 19, No. 12. P. 2995–3003.
5. *Rastrygin D. S.* Diffraction of light on multiplexed multilayer holographic diffraction structures with varying periods / D. S. Rastrygin, V. O. Dolgirev, S. N. Sharangovich // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88, No. S3. P. S408–S412.
6. *Долгирев В. О., Шарангович С. Н.* Передаточные функции пропускающих многослойных неоднородных голографических фотополимерных жидкокристаллических дифракционных структур // Известия РАН. Серия физическая. 2023. Т. 87, № 1. С. 12–18.
7. *Dolgirev V. O., Sharangovich S. N.* Multilayer inhomogeneous holographic diffraction structures in photopolymerizing compositions with liquid crystals // Russ. Phys. J. 2022. V. 65. P. 1246.

# Схемы восстановления интерференционных картин при использовании раздельных голограмм периодической структуры, записанных в низкокогерентном свете с опорной дифракционной решеткой

**Н. Т. Авласевич, Ю. Р. Бейтюк, А. М. Ляликов**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь, e-mail: amlialikov@grsu.by*

Рассмотрены два варианта оптических схем восстановления интерференционных картин при использовании раздельных голограмм периодической структуры, записанных в низкокогерентном свете с опорной дифракционной решеткой. В первом случае восстановление интерференционных картин реализуется при использовании пары совмещенных голограмм, а во втором при их размещении в оптически сопряженных плоскостях. Определен вид опорных полос, формируемых в интерферограммах, восстановленных в рассматриваемых схемах.

***Ключевые слова:*** периодическая структура; раздельные голограммы; низкокогерентный свет; дифракционная решетка; восстановление интерференционной картины.

# Schemes of restoration of interference patterns using separate holograms of periodic structure recorded in low-coherent light with a reference diffraction grating

**N. T. Avlasevich, Yu. R. Beityuk, A. M. Lyalikov**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Belarus, e-mail: amlialikov@grsu.by*

Two versions of optical schemes for restoring interference patterns using separate holograms of a periodic structure recorded in low-coherent light with a reference diffraction grating are considered. In the first case, the restoration of interference patterns is realized using a pair of combined holograms, and in the second, when they are placed in optically conjugated planes. The type of reference samples formed in interferograms recovered in the schemes under consideration was determined.

***Keywords:*** periodic structure; separate holograms; low-coherent light; diffraction grating; restoration of interference pattern.

## Введение

Структурированные объекты, параметры которых в пространстве описываются периодическими функциями, могут создаваться искусственно или иметь естественную природу возникновения [1, 2]. К этим объектам можно отнести голограммные оптические элементы, жидкокристаллические и акустооптические преобразователи оптического излучения, активные среды перестраиваемых лазеров с распределенной обратной связью, динамические магнонные кристаллы [3–7]. Для таких объектов пространственные параметры, такие как амплитудное пропускание или показатель преломления среды объекта описываются периодическими или

квазипериодическими функциями, причем эти параметры зависят как от пространственных, так и временных координат.

Ранее для визуального контроля периодических структур и выявления пространственного положения макродефектов были предложены оптические способы, основанные на эффекте образования муаровой или интерференционной картины полос [8–11]. Основной недостаток интерференционных способов при использовании высококогерентных источников света заключался в сравнительно высоком шуме в интерференционной картине, возникающем из-за рассеяния когерентного света и возникновении спекл эффектов [11].

Интерференционные способы анализа периодической структуры, основанные на записи голограммы в некогерентном свете, с последующей оптической обработкой, позволили значительно упростить устройство записи и восстановления голограммы за счет отказа от применения лазеров, и при этом сохранить степень компенсации аберраций, что значительно повысило значение коэффициента чувствительности измерений [12].

При реализации голографической интерферометрии периодических структур в некогерентном свете возникают ограничения в регулировке ширины и направления интерференционных полос в восстанавливаемой интерференционной картине [13]. Данный недостаток был исключен посредством усложнения оптиче-ской схемы записи голограмм периодических структур в некогерентном свете. Было предложено устройство записи голограмм, включающее дополнительную дифракционную решетку [14–17].

В данной работе рассмотрены схемы восстановления интерференционных картин при использовании пары раздельных голограмм периодической структуры, записанных в некогерентном свете с дополнительной эталонной дифракционной решеткой.

## 1. Схемы восстановления интерференционных картин при использовании пары голограмм периодической структуры

На рис. 1 приведена оптическая схема восстановления интерференционной картины при использовании пары совмещенных голограмм.

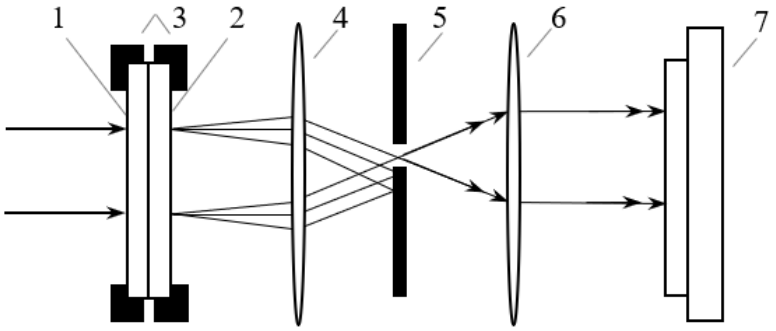



*Рис. 1*. Оптическая схема восстановления интерференционной картины при использовании пары совмещенных голограмм:
1, 2 – голограммы; 3 – оптический держатель; 4, 6 – объективы; 5 – экран; 7 – цифровая камера

Пара голограмм 1, 2 исследуемой структуры на рис. 1, записанных в устройстве записи голограмм некогерентным светом с дополнительной эталонной дифракционной решеткой, устанавливаются в специальный оптический держатель 3, обеспечивающий точное совмещение изображений исследуемой структуры, и освещаются одним пучком коллимированного света. Следует отметить, что требования к высокой пространственно-временной когерентности источника света отсутствуют. Для устранения эффекта спектрального размытия спектра дифрагированных в первом порядке волн в задней фокальной плоскости объектива 4 на экране 5 желательно использовать источник света с дискретным спектром, в противном случае использовать дополнительно спектральные фильтры для сужения спектра излучения. Данный экран с отверстием выделяет только спектральные составляющие волн дифрагированные на первой 1 и второй 2 голограммах в первом порядке дифракции. Интерференционная картина, визуализирующая разницу состояний исследуемой структуры, формируется в плоскости приемной матрицы цифровой камеры 7, оптически сопряженной объективами 4,6 с плоскостью совмещения пары голограмм 1, 2.

Использование пары голограмм, записанных на различных носителях, при оптической обработке голограмм, расположенных в оптически сопряженных плоскостях, требует уже более сложного устройства восстановления интерференционной картины. Кроме этого, точность совмещения изображений исследуемой структуры также не должна быть хуже, чем для случая контактного совмещения пары носителей голограмм. Данное условие реализуется только при использовании хотя бы одного специального держателя носителя голограммы. Функцию такого держателя может выполнять держатель оптики, снабженный механизмами перемещения элемента в плоскости, перпендикулярной главной оптической оси оптического устройства.

На рис. 2 приведена оптическая схема восстановления интерференционной картины исследуемой периодической структуры, записанной на различные носители голограмм в устройстве записи голограмм некогерентным светом с дополнительной эталонной дифракционной решеткой.

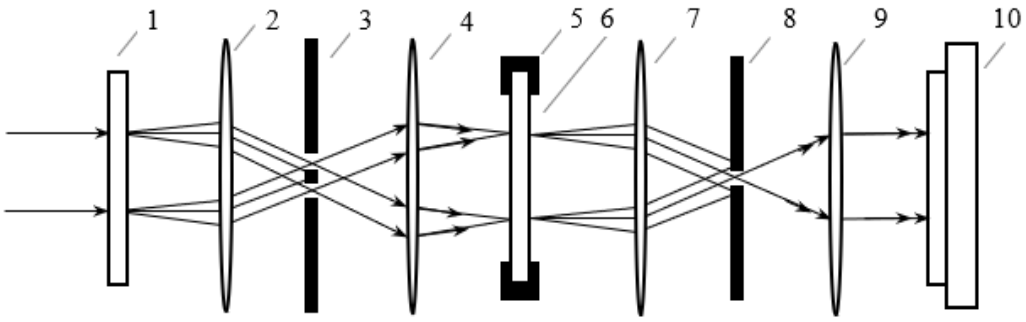



*Рис. 2*. Оптическая схема восстановления интерференционной картины при использовании пары голограмм, установленных в оптически сопряженных плоскостях:
1, 6 – голограммы; 2, 4, 7, 9 – объективы; 3, 8 – экран; 5– оптический держатель;
10 – цифровая камера

Требования к пространственно-временной когерентности используемого источника света в оптической схеме на рис. 2 аналогичны, как и для вышерассмотренного случая (рис. 1). В схеме восстановления интерференционной картины на рис. 2 используется пара голограмм 1, 6, одна из которых, например, голограмма 6, размещается в специальном держателе оптики, позволяющим смещать голограмму в плоскости, перпендикулярной главной оптической оси устройства. Голограммы 1, 6 оптически спрягаются объективами 2, 4. Следует отметить о выполнении обязательного условия для увеличения двухлинзовой оптической системы 2, 4 строго в 1 крат. Экран 3, установленный в задней фокальной плоскости объектива 2, предназначен для выделения пары световых волн, дифрагированных на голограмме 1 в первых комплексно-сопряженных порядках. Восстановленная пара световых волн, выделенная отверстиями в экране 3, освещает голограмму 6. При точном совмещении голограммы 6 (данное требование обеспечивается механизмами настройки держателя 5) с изображением исследуемой структуры, записанной на голограмме 1, по нормали к голограмме 6 восстановится пара световых волн. Данная пара световых волн отделяется от других волн отверстием в экране 8, установленном в задней фокальной плоскости объектива 7, образует в плоскости приемной матрицы цифровой камеры 10, оптически сопряженной с голограммой 6 объективами 7, 9, интерференционную картину.

Следует отметить, что схема на рис. 2 по сравнению со схемой на рис. 1 позволяет восстанавливать интерференционные картины при использовании высших порядков дифракции с повышением чувствительности измерений.

## Заключение

Таким образом, при восстановлении интерференционных картин с использованием пары раздельных голограмм периодической структуры, записанных в некогерентном свете с дополнительной эталонной дифракционной решеткой, возможны два варианта реализации. В наиболее простом в реализации способе восстановления интерференционной картины при использовании пары совмещенных голограмм периодической структуры вид опорных полос в восстановленной интерференционной картине: ширина полос и их ориентация определяются аналогично, как и для случая применения двухэкспозиционной голограммы. При восстановлении интерференционной картины в первых порядках дифракции при использовании пары голограмм, установленных в оптически сопряженных плоскостях, в отличие от использования совмещенных голограмм, или голограммы двукратного экспонирования происходит двукратное уменьшение периода опорных полос при сохранении ориентации опорных полос в пространстве.

## Библиографические ссылки

1. Одно- и двулучевое оптическое формирование рельефных дифракционных микроструктур в пленках карбазол, содержащего азополимер / Н. А. Ивлиев [и др.]. // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129, № 4 С. 400–405.

2. Определение показателей слоев фотонного кристалла из анодного оксида алюминия / М. В. Пянов [и др.]. // Журнал технической физики. 2024. Т. 94, № 2. С. 278–283.
3. *Миронова Т. В., Крайский А. В.* Оценка упорядоченности поперечной структуры мезопористых фотонных кристаллов / // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129, В. 4. С. 528–532.
4. *Парыгин В. Н., Балакший В. И.* Оптическая обработка информации. М.: МГУ, 1987. 142 с.
5. Electrically controlled waveguide liquid-crystal elements / O. S. Kabanova [et al.] // Technical Physics Letters. 2014. Vol. 40, iss. 7. P. 598−600.
6. *Устинова И. А.* Динамический магнонный кристалл на основе феррит-сегнеэлектрической слоистой структуры / И. А. Устинова, А. А. Никитин, А. Б. Устинов // Журнал технической физики. 2016. Т. 86, № 3. С. 155−158.
7. Перестраиваемый акустический резонатор на периодических доменных структурах / А. В. Голенищев-Кутузов [и др.] // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 18. С. 1−6.
8. *Ляликов А. М.* Визуализация макроскопических дефектов поверхности объекта с периодической структурой // Оптический журнал. 1995. № 1. С. 28−31.
9. *Ляликов А. М., Авласевич Н. Т.* Визуализация макродефектов динамических периодических структур на основе муарового эффекта // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Сер 2. Матэматыка. 2018. Т. 8, № 3. С. 55–62.
10. *Groshenko N. A.* Optical vortices in the scattering field of magnetic domain holograms / N. A. Groshenko, O. S. Makalish., A. V. Volyar // Technical Physics. 1998. Vol. 43, № 12. P. 1450−1453.
11. Интерферометрия оптических вихрей при наличии пространственного фазового шума / Д. Д. Решетников [и др.] // Оптика и спектроскопия. 2024. Т. 132, № 7. С. 763–768.
12. *Ляликов А. М.* Высокочувствительная голографическая интерферометрия фазовых объектов: монография. Гродно: ГрГУ, 2010. 215 с.
13. *Ляликов А. М., Авласевич Н. Т.* Регулирование чувствительности измерений в голографической интерферометрии динамических периодических структур // Оптический журнал. 2019. Т. 86, № 3. С. 56−60.
14. *Авласевич Н. Т., Ляликов А. М.* Устройство записи голограмм периодических структур в пространственно некогерентном свете с произвольной ориентацией полос структуры // XI Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сб. науч. тр. М.: НИЯУ "МИФИ". 2022. С. 625– 626.
15. *Авласевич Н. Т., Ляликов А. М.* Формирование голограмм периодических структур в некогерентном свете с использованием опорных решеток // XI Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сб. науч. тр. / М.: НИЯУ "МИФИ". 2022. С. 621– 622.
16. *Авласевич Н. Т., Ляликов А. М.* Особенности формирования голограмм периодических структур в некогерентном свете с опорной дифракционной решеткой // Проблемы физики, математики и техники. 2022. № 3. С. 7–12.
17. *Ляликов А. М., Авласевич Н. Т.* Особенности настройки опорных полос в интерферограммах, восстановленных при использовании двухэкспозиционных голограмм периодической структуры, записанных в некогерентном свете с опорной дифракционной решеткой // Веснік Гродзенскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя Янкі Купалы. Сер. 2, Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2024. Т. 14, № 2. С. 68–75.

# Голографические транспаранты для формирования оптических вихрей с заданной фазовой топологией

**Д. И. Штырёв, Е. А. Мельникова, В. В. Могильный, А. Л. Толстик**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: fiz.shtyrev@bsu.by*

Оптимизированы условия записи голографических транспарантов для формирования фазовых сингулярных световых пучков с заданными топологическими зарядами на основе фотополимерных материалов – голографические пластинки ПФГ-03 М и фоточувствительный антраценсодержащий полимер. Показано, что разработанные транспаранты обладают высокой лучевой стойкостью, дифракционной эффективностью до 20 % и перспективны для использования в лазерно-оптической технике и технологиях.

***Ключевые слова:*** объемные голограммы; фазовая оптическая запись; фотополимеры; сенсибилизированное фотоокисление; сингулярные световые пучки; топологический заряд; идентификация оптических вихрей.

# Holographic transparencies for the formation of optical vortices with a given phase topology

**D. I. Shtyrev, E. A. Melnikova, V. V. Mahilny, A. L. Tolstik**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: fiz.shtyrev@bsu.by*

The recording conditions for holographic transparencies for the formation of phase singular light beams with specified topological charges have been optimized using photopolymer materials – PFG-03M holographic plates and a photosensitive anthracene-containing polymer. The developed transparencies have been shown to possess high radiation resistance, diffraction efficiency of up to 20 %, and are promising for use in laser-optical engineering and technology.

***Keywords:*** volume holograms; phase optical recording; photopolymers; sensitized photooxidation; singular light beams; topological charge; optical vortex identification.

## Введение

В настоящее время большой научный и прикладной интерес имеют пространственно структурированные световые пучки. Такие пучки характеризуются сложной топологией распределения амплитуды, фазы и/или поляризации. Среди многообразия полей с заданной фазово-поляризационной структурой можно выделить оптические вихри – сингулярные световые пучки, которые переносят орбитальный угловой момент фотонов [1]. Эти световые пучки являются особенными за счёт своих необычайных свойств: наличие ядра (винтовой дислокации), в которой амплитуда обращается в нуль, а фаза является неопределенной величиной, а также винтовой структуры волнового фронта в окрестности этой дислокации. Вокруг ядра происходит «завихрение» энергетического потока, которое и позволяет, например, захватывать и манипулировать микрообъектами [2]. Такие пучки нашли применение в системах

оптической связи, для эффективной лазерной обработки материалов, при зондировании атмосферы и т. д. [3, 4].

На сегодняшний день разработано множество способов создания сингулярных световых пучков. Однако многие из них являются достаточно громоздкими, а также их практическое значение ограничено сравнительно высокой стоимостью для их применения в современной фотонике.

В 1990 году ученые М. С. Соскин, М. В. Васнецов, В. Ю. Баженов продемонстрировали, что внесение в топологию штрихов дифракционной решетки оптических дислокаций приводит к формированию дифрагированных пучков с фазовыми сингулярностями [5]. Этот принцип использовался во многих последующих работах и является наиболее распространенным для генерации оптических вихрей [6].

В настоящей работе для формирования оптических вихрей использовались как классические голографические пластинки ПФГ-03 М, так и фоточувствительный антраценсодержащий полимер. Фотоокисление и фотодимеризация молекул антрацена в полимерных стеклах нашли применение при создании фоторегистрирующих материалов объемно-фазового типа с модуляцией показателя преломления на уровне ~ $10^{-3}$. Процесс образования голографических структур в объеме и на поверхности слоев композиций полимер-низкомолекулярный антрацен является известным и хорошо описанным в настоящее время [7, 8].

## 1. Экспериментальная установка

Запись голографических элементов проводилась по схеме Лейта-Упатниекса на различных фоточувствительных материалах. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

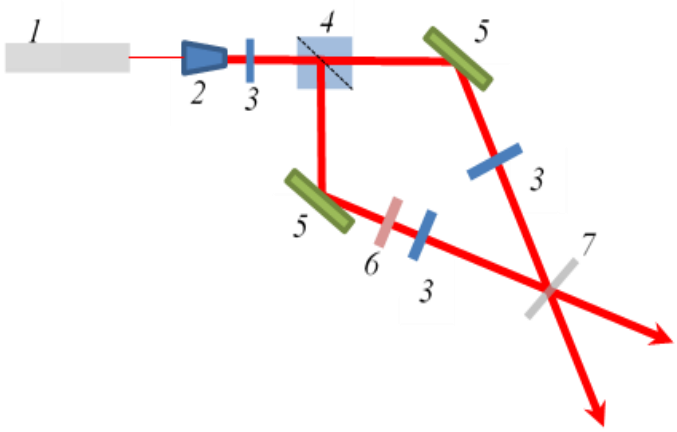



*Рис. 1.* Схема экспериментальной установки

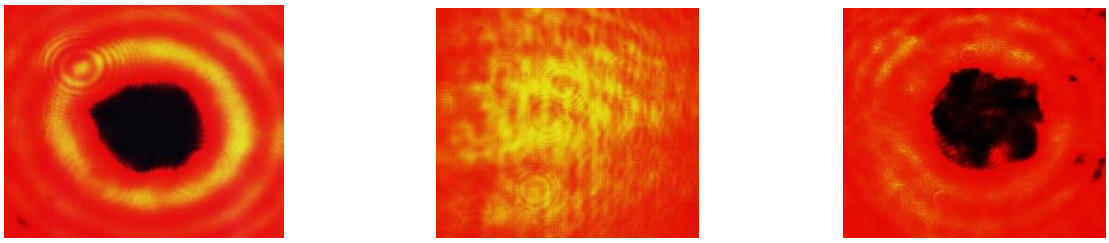
Излучение He-Ne лазера *1* на длине волны генерации 633 нм проходило систему «микрообъктив-пинхол» *2*, полуволновую пластинку *3* и разделялось кубиком *4* на два пучка, которые при помощи зеркал *5* сводились в плоскости фототопластинки *7*. Помещенная в одно из плеч спиральная фазовая пластинка *6* формировала предметную волну в виде фазового сингулярного пучка с нужным значением

топологического заряда. Полуволновые пластинки *3* обеспечивали вертикальную линейную поляризацию интерферирующих волн.

## 2. Объемно-пропускающая амплитудная вортекс голограмма

В ходе работы была проведена оптимизация параметров записи объемной пропускающей амплитудной решетки, формирующей в первом порядке дифракции оптический вихрь. Запись голограммы проводилась по схеме Лейта-Упатниекса на голографической пластинке ПФГ-03 М (АО «Компания Славич», Переславль-Залесский, Россия). Угол схождения пучков составлял 30 градусов.

С целью оптимизации голографической записи первоначально была записана голограмма фазового сингулярного пучка с высоким топологическим зарядом $l = -4$. На рис. 2 представлены фотографии распределения интенсивностей в предметной волне (рис. 2, *а*) и опорной волне (рис. 2, *б*), зарегистрированные ПЗС-камерой. На рис. 2, *в* представлена фотография восстановленной предметной волны (первый порядок дифракции). Проведенные эксперименты по оптимизации записи вортекса позволили определить оптимальные параметры экспозиционной дозы, при которых была достигнута максимальная дифракционная эффективность 8 %.



*а* *б* *в*

*Рис. 2.* Пространственные распределения интенсивностей световых пучков:
*а* – предметный сингулярный пучок с топологическим зарядом «-4»;
*б* – опорная плоская волна;
*в* – сингулярная волна, образованная при восстановлении голограммы

Восстановленные оптические вихри анализировались как при помощи интерферометра Маха-Цендера, так и с использованием жидкокристаллической (ЖК) электрически управляемой линзы Френеля [9, 10]. Интерференционный анализ фазовой топологии восстановленного сингулярного пучка, проведенный на основе схемы интерферометра Маха-Цандера, позволил сделать вывод о сохранении топологии фазы оптического вихря при голографической записи и восстановлении.

После оптимизации условий записи вортекс-голограммы были записаны объемные голографические элементы для формирования сингулярных пучков с топологическими зарядами $\pm 1$, $\pm 2$, $\pm 3$. Восстановленные оптические вихри анализировались с помощью ЖК линзы Френеля (рис. 3): при нормальной фокусировке (оптический вихрь проходит вдоль оси ЖК линзы) в Фурье-плоскости ядро сингулярного фазового пучка с зарядом $l = n$ распадается на $n$ изолированных ядер с провалом интенсивности. Внесение астигматизма в пучок посредством поворота линзы приводит к выстраиванию сформированных нулей интенсивности вдоль прямой под

углом ± 45 градусов к плоскости внесенного астигматизма (знак угла наклона определяет знак топологического заряда).

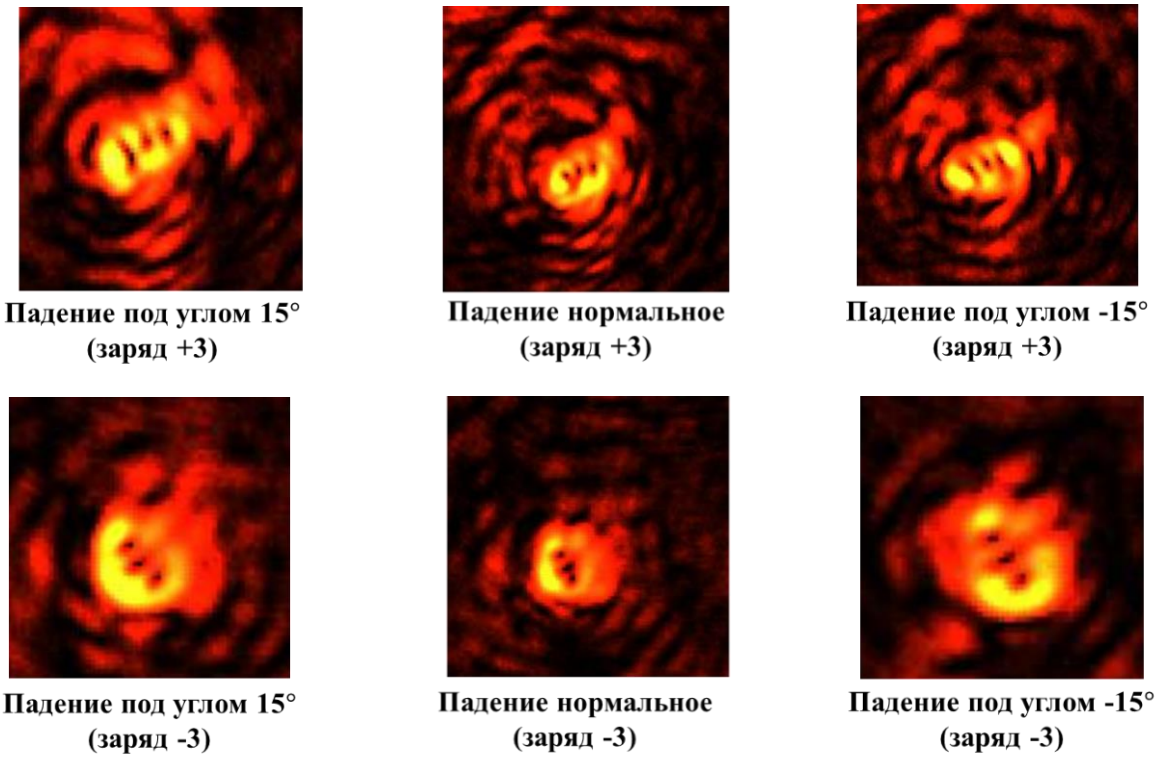



*Рис. 3.* Анализ восстановленных световых пучков на наличие фазовой дислокации и определения их топологических зарядов при нормальной фокусировке в Фурье-плоскости для топологического заряда ±3

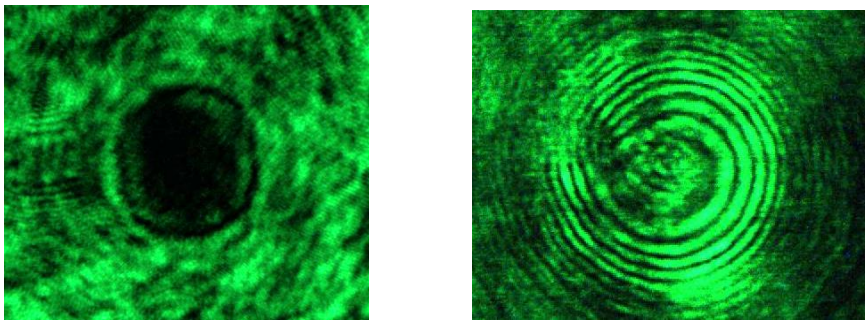
### 3. Объемно- фазовая и плоско-фазовая вортекс голограммы

Далее проводилась запись на фоточувствительном полимерном материале с боковыми антраценовыми группами. Фазовый отклик в используемой среде происходит за счет фотоокисления, которое приводит к фоторефракции в объеме. Механизм фотоокисления позволяет сдвинуть границу фоточувствительности в длинноволновую область спектра за счет фотосенсибилизаторов для генерации синглетного кислорода. В данном случае сенсибилизатором выступает краситель метиленовый синий.

Для получение объемного транспаранта использовалась та же геометрия записи (рис. 1). В ходе оптимизации условий записи была найдена оптимальная экспозиция для получения максимальной дифракционной эффективности на уровне 20 %. Для записи плоской голограммы был уменьшен угол схождения световых пучков, позволивший записать решетку с периодом 2,5 мкм. В этом случае была реализована дифракционная эффективностью 4 %.

Для идентификации и анализа фазовых топологий записанных голографических транспарантов также использовалась линза Френеля в геометрии, позволяющей получить интерференцию световых пучков – прошедшего и дифрагированного в первый порядок (рис. 4), при этом количество разветвлений определяет абсолют-

ную величину топологического заряда, а направление закрутки однозначно определяет знак заряда.



*а* *б*

*Рис. 4. а* – восстановленный сингулярный пучок с топологическим зарядом «–4»;
*б* – результат интерференции прямопрошедшей волны со сходящейся сингулярной волной

Таким образом, в работе продемонстрирована запись голографических транспарантов с топологическими зарядами $\pm1$, $\pm2$, $\pm3$, $\pm4$ на фоточувствительных полимерных средах – голографические пластинки ПФГ-03 М и фоточувствительный антраценсодержащий полимер. На фотопластинках ПФГ-03 М реализована запись вортекс-голограмм с дифракционной эффективностью 8 %. При использовании полимерного материала с боковыми антраценовыми группами достигнута дифракционная эффективность 4 % для плоских голограмм и 20 % при объемной голографической записи.

## Библиографические ссылки


1. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Shen [et al.] // Light Sci Appl. 2019. Vol. 8, № 90. P. 1–29.
2. Using Optical Vortex To Control the Chirality of Twisted Metal Nanostructures / K. Toyoda [et al.] // Nano Lett. 2012. Vol. 12. P. 3645−3649.
3. Terabit freespace data transmission employing orbital angular momentummultiplexing / J. Wang [et al.] // Nat Photon. 2012. Vol. 6. P. 488–496.
4. Detection of a spinning object using light's orbital angular momentum / M. P. Lavery [et al.] // Science. 2013. Vol. 341. P. 537–540.
5. *Bazhenov, V. Yu.* Laser beams with screw dislocations in their wavefronts / V. Yu. Bazhenov, M. V. Vasnetsov, M. S. Soskin // JETP Lett. 1990. Vol. 52, № 8. P. 429–431.
6. Дифракционные жидкокристаллические элементы для формирования вихревых световых полей / А. А. Казак [и др.] // Вестник Белорусского гос. ун-та. Сер.1. 2011. № 1. С. 3–6.
7. Оптическая голография с записью в трехмерных средах / А. П. Попов [и др.] /(под ред. Ю.Н. Денисюка). – Ленинград: Наука, 1986. С. 82–91.
8. Фоточувствительный полимерный материал для объемно- и рельефно-фазовой голографической записи в широкой спектральной области / В. В. Могильный [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. 2025. Т. 92, № 2. С. 246–254.
9. Tunable Liquid Crystal Twisted-Planar Fresnel Lens for Vortex Topology Determination / E. Melnikova [et al.] // Laser Photonics Reviews. 2024. Vol. 19, № 4. 2401006.
10. Phase Topology Stability of an Optical Vortex via an Electrically Controlled Twist-Planar Oriented Liquid Crystal Fresnel Lens / E. Melnikova [et al.] arXiv:2506.02632 [physics]. – arXiv, 2025.

# Определение оптимальных направлений волнового вектора фазовой голограммы в кристалле InP:Fe

**В. Н. Навныко[1)], Д. С. Блоцкая[1)], А. В. Макаревич[1)], Г. В. Кулак[1)], С. М. Шандаров[2)]**

*[1)] Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина, Мозырь, Беларусь,*
*e-mail: valnav@inbox.ru*
*[2)] Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия,*
*e-mail: stanislavshandarov@gmail.com*

Для кристалла InP:Fe в кристаллографической системе координат определены направления волнового вектора голографической решетки, при которых коэффициент связи между дифрагирующими опорной и предметной световыми волнами достигает максимально возможной величины. Выполнен сравнительный анализ значений коэффициентов связи, которые достигаются для типичных кристаллических срезов, используемых при проведении экспериментов

***Ключевые слова:*** фоторефрактивный кристалл; фазовая голограмма; симметрия; диэлектрическая проницаемость.

# Determination of optimal directions of the wave vector of the phase hologram in the crystal InP:Fe

**V. N. Naunyka[1)], D. S. Blotskaya[1)], A. V. Makarevich[1)], G. V. Kulak[1)], S. M. Shandarov[2)]**

*[1)] Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin, Mozyr, Belarus,*
*e-mail: valnav@inbox.ru*
*[2)] Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia,*
*e-mail: stanislavshandarov@gmail.com*

The directions of the holographic grating wave vector at which the coupling coefficient between the diffracted reference and object light waves reaches its maximum possible value are determined in the crystallographic coordinate system for InP:Fe crystal. A comparative analysis of the coupling coefficient values achieved for typical crystal cuts used in the experiments is performed.

***Keywords:*** photorefractive crystal; phase hologram; symmetry; permittivity.

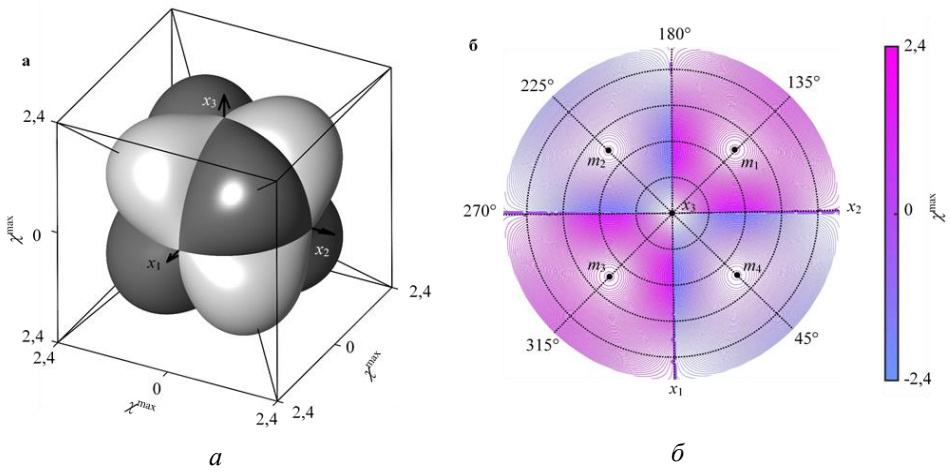
## Введение

Вследствие пространственной анизотропии линейного электрооптического, фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов глубина модуляции показателя преломления фоторефрактивного кристалла при записи фазовой голограммы зависит от направления ее волнового вектора в кристаллографической системе координат. Поскольку величины коэффициентов связи дифрагированных волн при их взаимодействии на фазовой голографической решетке определяются амплитудными значениями показателя преломления, представляет интерес нахождение пространственных ориентаций волнового вектора голограммы, при которых эффективность двухволнового взаимодействия достигает наибольших значений.

В качестве фоторефрактивной среды рассмотрим кристаллы InP:Fe класса симметрии $\bar{4}3m$, которые обладают относительно малым временем фоторефрактивного отклика и близкой к теоретическому пределу голографической чувствительностью. Отсутствие оптической активности приводит к тому, что выходные энергетические характеристики фазовой голограммы изменяются монотонно с возрастанием толщины кристалла. В связи с этим установление оптимальных направлений волнового вектора при соответствующем выборе азимутов поляризации волн позволит добиваться максимальных для InP:Fe значений дифракционной эффективности и коэффициента усиления независимо от длины взаимодействия опорной и предметной волн.

## 1. Основные результаты и обсуждение

На рис. 1, *а* представлена указательная поверхность, которая иллюстрирует зависимость максимального значения коэффициента связи $\chi^{max}$ от направления волнового вектора **К** фазовой голограммы, рассчитанная для фоторефрактивного полупроводника InP:Fe. График зависимости $\chi^{max}$(**К**) получен на основании численного решения системы уравнений связанных волн, приведенной в [1]. Каждому из направлений вектора **К** соответствует фиксированное значение параметра $\chi^{max}$, который равен максимальному коэффициенту связи среди ряда значений $\chi$, полученных для различных состояний поляризации связанных волн. Для построения поверхности находились значения параметра $\chi^{max}$ по всем возможным направлениям волнового вектора **К**, которые затем откладывались на радиус-векторах, исходящих из начала координат. При соединении концов этих векторов реализуется поверхность, приведенная на рис. 1, *а*. Если параметр $\chi^{max}$ принимает положительное значение, то соответствующая точка на поверхности окрашивается в светло-серый (белый) цвет, а если отрицательное значение – в темно-серый (черный) цвет. На рис. 1, *а* направленными отрезками ($x_1$, $x_2$, $x_3$) обозначены оси кристаллографической системы координат.



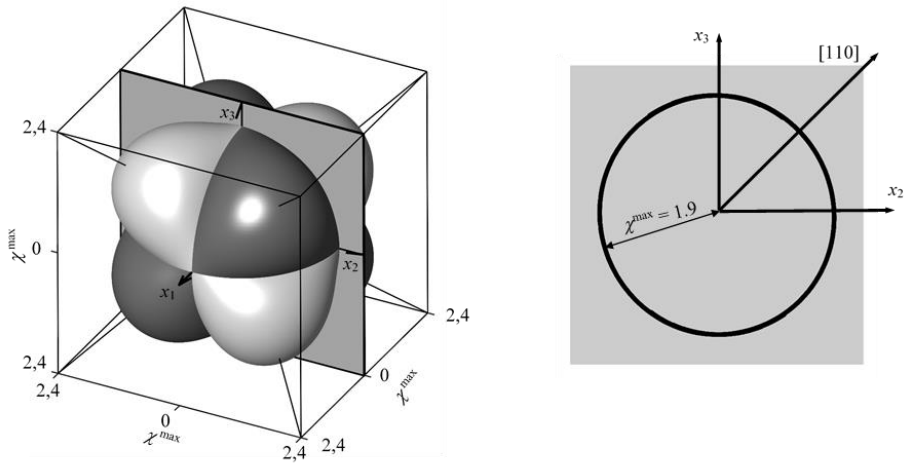

*а* *б*

*Рис. 1.* Зависимость коэффициента связи $\chi^{max}$ от направления волнового вектора **К** фазовой голограммы:
*а* – кристаллографическая система координат; *б* – стереографическая проекция

Как видно из рис. 1, *а*, поверхность состоит из четырех белых и четырех черных симметрично расположенных областей. Экстремальные направления поверхности, вдоль которых значения $\chi^{max}$ достигают основного максимума, визуально совпадают с диагоналями куба. Для более точного определения экстремальных направлений рассмотрим стереографическую проекцию [2] поверхности на параллельную (100) плоскость $x_1x_2$, приведенную на рис. 1, *б*. На построении точками $m_1$–$m_4$ обозначены основные максимумы зависимости $\chi^{max}$(**К**). Легко заметить, что экстремальные направления поверхности совпадают со стереографическими проекциями поворотных осей третьего порядка <111>.

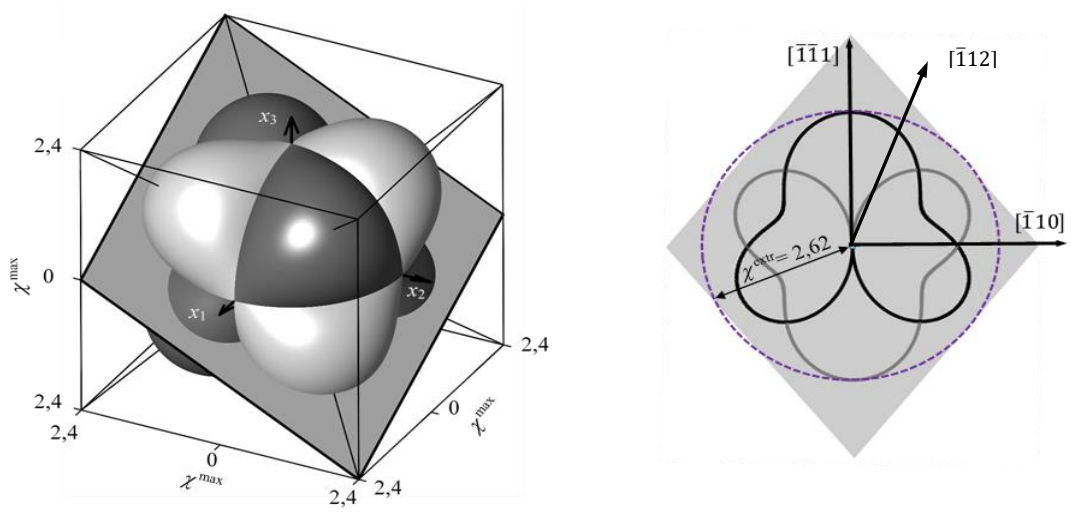
График зависимости $\chi^{max}$(**К**) представляет собой поверхность смешанной полярности, внешняя симметрия которой соответствует точечной группе антисимметрии $\bar{4}'3m'$ [3]. Наличие антиповоротных осей четвертого порядка, параллельных направлениям <100>, следует из симметричности поверхности относительно поворота на 90° и знакопеременного преобразования. Поверхность также может быть совмещена в результате преобразований совпадающими с {100} плоскостями антисимметрии, поскольку график функции $\chi^{max}$(**К**) симметричен относительно полярной плоскости симметрии и знакопеременного преобразования. Таким образом, внешняя форма поверхности удовлетворяет основному закону кристаллофизики [4].

Для нахождения $\chi^{max}$ вдоль осей <100>, <110>, <111> и <112> проанализируем приведенные на рис. 2 и рис. 3 сечения графика функции $\chi^{max}$(**К**) плоскостями (100) и (112). На рисунках окрашенные в серый цвет параллелограммы отображают находящуюся внутри куба часть секущей плоскости. Кривые на рис. 2, *б* и 3, *б* соответствуют точкам пересечения секущей плоскости с рассекаемой поверхностью. На рис. 2, *б* сечения белой и черной фигур, составляющих поверхность, совпадают и поэтому кривая окрашена в один тон. На рис. 3, *б* сечения не совпадают и точки пересечения с белой фигурой окрашены в светло-серый цвет, а с черной фигурой – темно-серый цвет. Штриховая окружность на рис. 3, *б* является дополнительным построением и ее радиус равен экстремальному значению коэффициента связи $\chi^{extr}$.




*а* *б*

*Рис. 2.* Сечение графика зависимости $\chi^{max}$(**К**) плоскостью (100)




*а* *б*

*Рис. 3.* Сечение графика зависимости $\chi^{max}$ (**К**) плоскостью (112)

Как следует из рис. 2, *б*, все лежащие в плоскостях {100} направления, включая <100> и <110>, являются симметрично эквивалентными, так как достигаемые вдоль них коэффициенты связи $\chi^{max}$ приблизительно равны 1,9. Это означает, что при двухволновом взаимодействии на фазовой решетке с волновым вектором **К**, направленным вдоль направлений осей <100> или <110>, эффективность взаимодействия между опорной и предметной волнами при выборе оптимальной геометрии взаимодействия будет одинаковой. Наибольшие значения коэффициента связи будут достигаться в случае, когда волновой вектор **К** направлен вдоль одного из направлений <111>. В этом случае коэффициент связи достигает экстремального значения $\chi^{extr}$ = 2,62, которое превышает соответствующие направлениям <100> или <110> значения $\chi^{max}$ на 35 %. Если сравнивать направления <111> и <112>, то можно отметить, что достигаемый вдоль осей <112> коэффициент связи $\chi^{max}$ приблизительно равен 2,45, что на 7 % меньше максимально возможной величины $\chi^{extr}$.

Таким образом, наибольшее значение коэффициента связи между взаимодействующими на фазовой голографической решетке световыми волнами в кристалле InP:Fe достигается в том случае, когда волновой вектор голограммы ориентирован вдоль одного из направлений <111>. Сравнимое по величине с максимально возможным значение коэффициента связи достигается при ориентации волнового вектора решетки вдоль направлений <112>. Для осей <100> и <110> уменьшение коэффициента связи по отношению к максимально возможной величине равно 35 %.

### Библиографические ссылки

1. *Навныко В. Н.* Четырехволновое взаимодействие на комбинированных голограммах в фоторефрактивном кристалле класса симметрии 23 // ЖТФ. 2024. Т. 94, № 11. С. 1854–1866.
2. *Шубников А. В.* Симметрия и антисимметрия конечных фигур. – Москва : Изд-во Академии наук СССР, 1951. 568 с.
3. *Егоров-Тисменко Ю. К.* Кристаллография и кристаллохимия: учеб. Пособие. – М : КДУ, 2005.
4. *Шаскольская М. П.* Кристаллография. – Москва : Высшая школа, 1984. 443 с.

# Методологическая неточность в экспериментах по двухволновому смешению

**А. В. Агашков**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: a.agashkov@ifanbel.bas-net.by*

Проведены сравнительные эксперименты по двухволновому смешению (ДВС) с использованием обычной фазовой поверхностной голографической решетки и фоторефрактивной решетки. Показано, что выводы авторов экспериментальных работ об установлении фоторефрактивных свойств исследованных решеток методологически неточны. Фактически в работах сравнивались выходные пучки интерферометра Маха-Цендера, в котором решетка являлась выходным светоделителем.

***Ключевые слова:*** двухволновое смешение; голографическая решетка; фоторефрактивная решетка.

# Methodological inaccuracy in two-wave mixing experiments

**A. V. Agashkov**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: a.agashkov@ifanbel.bas-net.by*

Comparative experiments on two-wave mixing were conducted using a conventional phase surface holographic grating and a photorefractive grating. It was shown that the authors' conclusions regarding the photorefractive properties of the studied gratings were methodologically inaccurate. In fact, the studies compared the output beams of a Mach-Zehnder interferometer, in which the grating served as the output beam splitter.

***Keywords:*** two-wave mixing; holographic grating; photorefractive grating

## Введение

Оптические среды, обладающие фоторефрактивными свойствами, являются перспективными материалами для целого ряда приложений нелинейной оптики: динамической голографии, восстановления волнового фронта световых пучков, оптической обработки информации в квантовых компьютерах. Как известно, в основе фоторефрактивного эффекта лежит изменение показателя преломления среды под действием света. К настоящему времени данный вопрос хорошо проработан теоретически [1]. Выполнено также большое количество экспериментальных работ по исследованию двухволнового смешения (ДВС), например, [2–6]. На рис. 1, *а* представлена типовая схема, используемая в данных и во многих других экспериментальных работах. Асимметричное изменение сигналов фотоприемников авторы объясняли свойствами генерируемой фоторефрактивной решетки. Рисунок 1, *б* демонстрирует, что образец, в котором под воздействием оптического интерференционного поля формируется решетка, фактически является выходным светоделителем интерферометра Маха-Цендера (MZI).

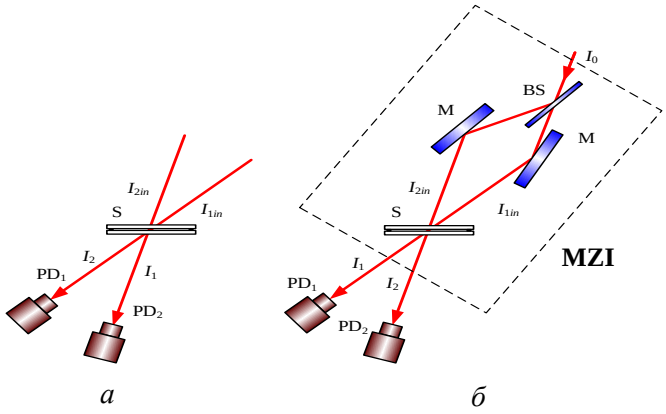



*Рис. 1.* Схема регистрации сигналов двухволнового смешения: *а* – типовая схема регистрации сигналов волнового смешения; *б* – полная схема регистрации сигналов волнового смешения. S – образец; M – зеркала; BS – светоделитель; $PD_{1,2}$ – фотоприемники; $I_{1,2}$ – регистрируемые пучки; $I_{1,2in}$ – пучки на входе в образец

Известно, что на выходе MZI интенсивности излучения пучков $I_1(t)$ $I_2(t)$ связаны определенными соотношениями [7, 8]. Воспользуемся формулами из [8]:

$$I_1(t) = I_0[R_1R_2 + (1-R_1)(1-R_2)T(t) + 2\sqrt{R_1R_2(1-R_1)(1-R_2)T(t)}\,|\gamma_{12}(\tau)|\cos\Phi(t)] \quad (1)$$

$$I_2(t) = I_0[R_1(1-R_2) + R_2(1-R_1)T(t) - 2\sqrt{R_1R_2(1-R_1)(1-R_2)T(t)}\,|\gamma_{12}(\tau)|\cos\Phi(t)], \quad (2)$$

где $I_0$ – интенсивность пучка на входе интерферометра; $t$ – время; $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения светоделителей; $T(t)$ – пропускание объекта; $\Phi(t)$ – разность фаз пучков на выходе интерферометра; $\gamma_{12}(\tau)$ – степень временной когерентности

Для симметричной конфигурации интерферометра $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$, при отсутствии потерь в интерферометре и для варианта полупрозрачных светоделителей ($T(t) = 1$, $R_{1,2} = 0.5$) формулы (1) и (2), описывающие взаимосвязь интенсивностей выходных пучков $I_1(t)$ и $I_2(t)$, существенно упрощаются:

$$I_1(t) = 0.5I_0[1+\cos\Phi(t)], \quad (3)$$

$$I_2(t) = 0.5I_0[1-\cos\Phi(t)]. \quad (4)$$

Таким образом, изменения сигналов на выходах фотоприемников будут асимметричными, независимо от типа решетки. Поэтому выводы авторов на основании подобных результатов об установлении фоторефрактивной природы сгенерированной решетки не являются обоснованными.

Для обоснования данного замечания в настоящей работе проведены сравнительные эксперименты по ДВС с использованием обычной фазовой поверхностной голографической решетки (ГР) и с фоторефрактивной решеткой (ФР), возбуждаемой в планарном нематическом жидком кристалле, легированном красителем.

## 1. Эксперимент

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Пучки, падающие на образцы, *p*-поляризованы. Отношение мощностей пучка накачки A и сигнального пучка B примерно 10:1 на входе в образец ГР и 3:1 в ФР. Включение-выключение падаю-

щих пучков осуществляется с помощью прерывателя на заданное время или в частотном режиме. Прерыватель в частотном режиме (вращающийся диск) позволяет открывать пучок А по алгоритму 10010011001001001100..., где 1 – открытое и 0 – закрытое состояние. Регистрации сигналов дифракционных порядков осуществляется с помощью фотодетекторов PDA 55EC, подключенных к цифровому осциллографу Agilent DSO 5034A.

В качестве контрольного объекта используется фазовая поверхностная ГР с периодом 12.1 мкм. Схема освещения – симметричная, для пространственного совмещения дифракционных пучков, как показано на рис. 2, *а*, проводилась тщательная юстировка.

На рис. 2, *б* представлена схема ДВС в ячейке с толщиной 9 мкм, заполненной нематическим ЖК 6CHBT, активированным смесью антрахиноновых красителей AD-1 и AD-2. Более подробные сведения можно найти в работах [9–10]. Ячейка повернута на угол 45° по отношению к биссектрисе падающих на нее пучков, угол между ними выбран из условия резонанса [11]. Сущность данного механизма заключается в следующем: подача постоянного электрического напряжения на ЖК ячейку возбуждает квазистационарную структуру, характерную для продольных доменов (полосы параллельны начальной ориентации директора). Интерференционное поле с периодом, близким к периоду возбужденной доменной структуры, эффективно воздействует на нее, переориентируя и упорядочивая. Это приводит возрастанию эффективности дифракции более чем на порядок [11].

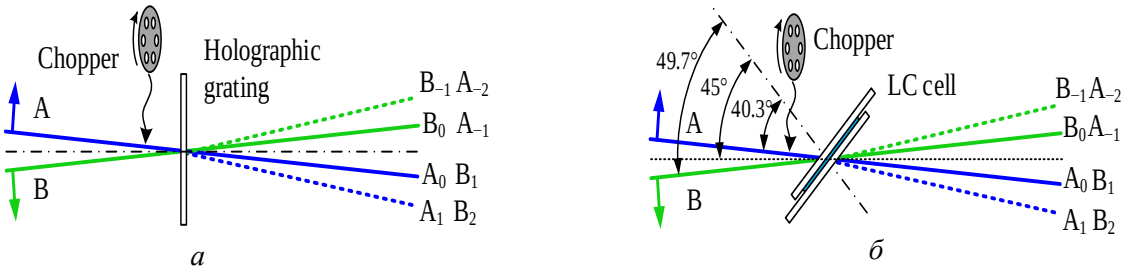


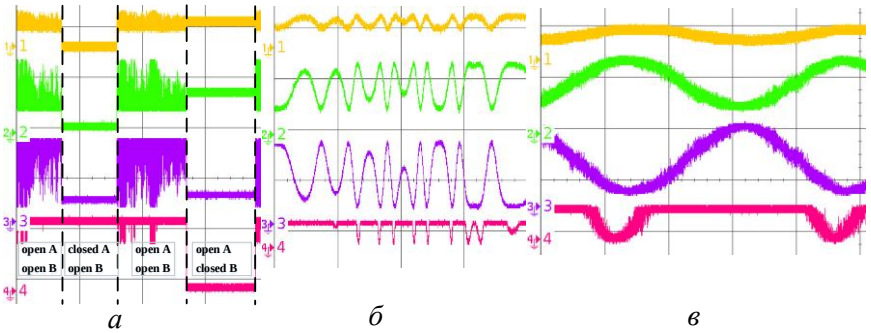

*Рис. 2.* Схема эксперимента: $A_j$ ($j$ = −2, ..., 2) и $B_i$ ($i$ = −2, ..., 2) – дифракционные порядки

Пространственное совмещение дифракционных пучков, как показано на рис. 2, *б*, для данной схемы осуществляется автоматически.

### 1.1. Волновое смешение на фазовой голографической решетке

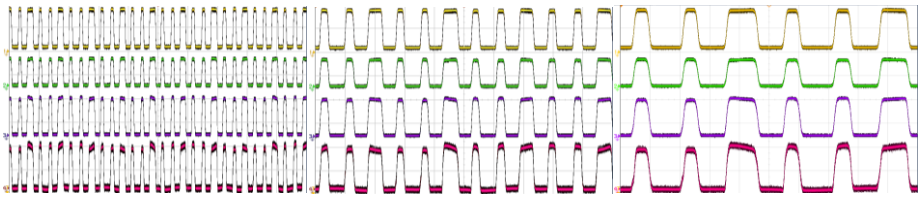
Результат включения-выключения пучков показан на рис. 3, *а*. Как видно, выключение более мощного пучка А приводит к уменьшению мощности суммарного пучка, распространяющегося в направлении пучка В. Выключение более слабого пучка В приводит к сильному уменьшению флуктуаций суммарного пучка, распространяющегося в направлении пучка А. Волновое смешение пучков А и В приводит к асимметричным колебаниям мощности выходных пучков, распространяющихся в их направлении, что наглядно иллюстрируют рис. 3, *б*, *в*. Таким образом, сигналы двух пучков на выходе голографической поверхностной фазовой решетке не отличается от сигналов, что были получены в экспериментах по волновому смешению в фоторефрактивных средах [2–6].

Результаты исследования дифракции при частотном режиме включения пучка A показаны на рис. 4.




*а* *б* *в*

*Рис. 3.* Включение-выключение пучка A:
*а*, *в* – шкала времени 5 с/дел; *б* – шкала времени 20 мс/дел.
Сигналы: $A_1 + B_2$ (канал 1), $A_0 + B_1$ (канал 2), $A_{-1} + B_0$ (канал 3), $A_{-2} + B_{-1}$ (канал 4)



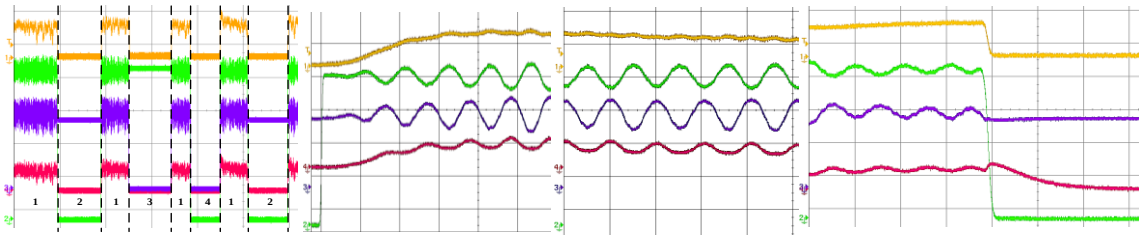
*а* *б* *в*

*Рис. 4.* Включение-выключение пучка A в частотном режиме:
*а* – шкала времени 5 мс/дел; *б* – шкала времени 2 мс/дел; *в* – шкала времени 1 мс/дел.
Сигналы: $A_0 + B_1$ (канал 1), $A_1 + B_2$ (канал 2), $A_{-1} + B_0$ (канал 3), $A_{-2} + B_{-1}$ (канал 4)

Как видно из приведенных осциллограмм, кратковременное включение пучка A приводит к появлению дифракционных порядков. Однако, динамика изменения мощности во времени в порядках $A_j$ ($j$ = 0, 1) и $B_i$ ($i$ = 0, −1) – асимметрична.

### 1.2. Волновое смешение на фоторефрактивной ЖК ячейке

Результаты включения-выключения пучков при поданном на ЖК ячейку постоянном электрическом поле 20 В приведены на рис. 5.

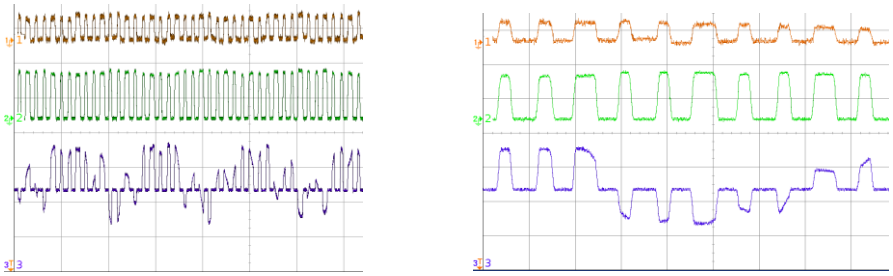



*а* *б* *в* *г*

*Рис. 5.* Включение-выключение пучков:
*а* – шкала времени 5 с/дел: 1 – A, B включены; 2 – A выключен, B включен; 3 – A включен, B выключен; 4 – A, B выключены;
*б*–*г* – шкала времени 20 мс/дел: *б* – A включается, B включен; *в* – A и B включены; *г* – A выключается, B включен.
Сигналы: $A_1 + B_2$ (канал 1), $A_0 + B_1$ (канал 2), $A_{-1} + B_0$ (канал 3), $A_{-2} + B_{-1}$ (канал 4)

Хорошо заметна задержка появления дифракционных порядков относительно момента включения пучка A. Динамика изменения мощности во времени в порядках $A_j$ ($j = 0, 1$) и $B_i$ ($i = 0, -1$) – асимметрична. Затухание дифракционного порядка B−1 при выключении пучка A происходит за время ~50 мс.

Более сложное поведение дифракционных порядков наблюдается при частотном включении канала A (рис. 6).



*а* *б*

*Рис. 6.* Частотное включение канала A: *а* – шкала времени 10 мс/дел; *б* – шкала времени 2 мс/дел. Сигналы: $A_1 + B_2$ (канал 1), $A_0 + B_1$ (канал 2), $A_{-1} + B_0$ (канал 3)

Как видно из осциллограмм, вклад пучка A в направлении пучка B может в краткие моменты быть как положительным, так и отрицательным.

## Заключение

Показано, что выводы авторов экспериментальных работ об установлении фоторефрактивных свойств исследованных решеток методологически неточны. Фактически в работах сравнивались выходные пучки интерферометра Маха-Цендера, в котором решетка являлась выходным светоделителем.

## Библиографические ссылки


1. *Frejlich J.* Photorefractive materials for dynamic optical recording: Fundamentals, characterization, and technology. Hoboken, USA : Wiley, 2020.
2. *Moerner W. E.* Photorefractive polymers / W. E. Moerner, A. Grunnet-Jepsen, C. L Thompson // Annu. Rev. Mater. Sci. 1997. Vol. 27, iss. 1. P. 585–623.
3. Nonlocal dynamic gratings and energy transfer by optical two-beam coupling in a nematic liquid crystal owing to highly sensitive photoelectric reorientation / P. Pagliusi J. [et al.] // Opt. Soc. Am. B. 2001. Vol. 18, iss. 11. P. 1632–1638.
4. All-optical photorefractive effect in bihole-transporting system polymeric composites / H. Mao-Mao [et al.] // Chin. Phys. Lett. 2004. Vol. 21, iss. 10. P. 1969–1972.
5. Observation of two-wave coupling during the formation of POLICRYPS diffraction gratings / R. Caputo [et al.] // Optics Letters. 2005. Vol. 30, No. 14. P. 1840–1842.
6. *Lynn B.* Photorefractive polymers for holography / B. Lynn, P.-A. Blanche, N. Peyghambarian // J. of Polymer Science, Part B: Polymer Physics. 2014. Vol. 52, iss. 3. P. 193–231.
7. Photonic crystal Mach-Zehnder interferometer based on self-collimation / D. Zhao [et al.] // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90, iss. 23. P. 231114-1–231114-3.
8. *Agashkov A. V.* An unequal-arm Mach–Zehnder interferometer for studying the structure of phase objects // J. Opt. Technol. 2015. Vol. 82, iss. 1. P. 6–11.
9. Effect of optical nonlinearity dynamical enhancement in dye doped liquid crystal under AC electrical field / A. V. Agashkov [et al.] // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2002. Vol. 375, iss. 1. P. 269–280.
10. *Agashkov A. V., Varanetskii A. M.* Features of degenerate four-wave mixing in liquid crystal cell in dynamic photorefractivity mode // J. Appl. Spectrosc. 2024. V. 91, iss. 3. P. 131–137.
11. *Agashkov A. V.* Resonant domain photorefractive structure in the liquid crystal–photoconducting orienting layer system // Technical Physics. 2010. Vol. 55, iss. 7. P. 1009–1017.

# Численное моделирование внутрирезонаторного процесса параметрической генерации света в трехзеркальной кольцевой схеме для высоких энергий импульсов накачки

**А. А. Русак[1)], К. Д. Траскевич[1)], И. А. Ходасевич[1)], В. А. Орлович[1)], Н. С. Новиков[1)], Г. Д. Артыкова[1)], Унурбилэг Дармаа[2)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: a.rusak@dragon.bas-net.by*
*[2)] Институт физики и технологии Монгольской академии наук, Улаанбаатар, Монголия*
*e-mail: unurbilegd@mas.ac.mn*

Численно исследован процесс параметрической генерации света на основе кристаллов $KTiOAsO_4$ (KTA) в трехзеркальном резонаторе при варьировании энергии импульсов от 0,2 Дж до 1 Дж. Установлены закономерности распределения интенсивностей возбуждающего и преобра-зованного излучений внутри резонатора в зависимости от параметров его зеркал, габаритов и количества используемых кристаллов. Моделирование позволяет определить оптимальную конфигурацию резонатора для заранее заданного диапазона энергии входных импульсов, обеспечивающую эффективную генерацию сигнальной волны без разрушения кристаллов KTA.

***Ключевые слова:*** параметрический генератор света (ПГС); нелинейные кристаллы $KTiOAsO_4$ (KTA); трех-зеркальный кольцевой ПГС; внутрирезонаторные интенсивности излучения.

# Numerical simulation of the OPO process in a three-mirror ring resonator for high pump pulses energies

**A. A. Rusak[1)], K. D. Traskevich[1)], I. A. Khodasevich[1)], V. A. Orlovich[1)], N. S. Novikov[1)], G. J. Artykova[1)], Unurbileg Darmaa[2)]**

*[1)]B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: a.rusak@dragon.bas-net.by*
*[2)] Institute of Physics and Technology of the Mongolian Academy of Sciences, Ulaanbaatar, Mongolia*
*e-mail: unurbilegd@mas.ac.mn*

A numerical study to investigate the optical parametric oscillation using KTiOAsO4 (KTA) crystals in a three-mirror resonator with pulse energies varying from 0.2 J to 1 J was performed. The distribution relations of the pump and converted radiation intensities within the resonator were determined depending on the parameters of its mirrors, dimensions, and the number of crystals used. The simulation allows us to determine the optimal resonator configuration for a predetermined range of input pulse energies, ensuring high signal wave generation without damaging the KTA crystals.

***Keywords:*** optical parametric oscillator (OPO); nonlinear $KTiOAsO_4$ (KTA) crystals; ring three-mirror OPO; intracavity radiation intensities.

## Введение

Параметрические генераторы света (ПГС) являются эффективными преоб-разователями лазерного излучения, способными обеспечивать как плавную пере-стройку частоты [1], так и генерацию на фиксированных длинах волн [2]. В послед-ние годы все больше внимания уделяется ПГС, генерирующим излучение в

среднем инфракрасном (ИК) диапазоне спектра [1, 3, 4], которое соответствует преобразованию в холостую волну излучения ближней ИК области. Излучение среднего ИК диапазона, как и в области 1,5 – 2 мкм, используемое в лидарных устройствах для зондирования на больших расстояниях (более 1 км) [1, 2], может требовать увеличения мощности выходного излучения. Следовательно, актуальной задачей является разработка ПГС с накачкой излучением с высокой энергией импульсов без повреждения преобразующей среды (кристаллов). Поглощение кристаллом части взаимодействующих излучений способствует формированию в нем положительной тепловой линзы, уменьшающей диаметры пучков внутри кристаллов, что в совокупности с их интерференцией может привести к увеличению внутрирезонаторной интенсивности выше порога разрушения кристалла и к его пробою [5]. Кроме того, поскольку генерация холостой волны взаимосвязана с преобразованием в сигнальную, то их эффективности будут зависеть от параметров резонатора. Следовательно, для разработки мощных ПГС как ближнего, так и среднего ИК диапазонов, необходимо знание распределения интенсивности взаимодействующих пучков излучения внутри резонатора. Насколько нам известно, такая информация в литературе отсутствует, поэтому целью работы являлось численное моделирование процесса ПГС в трехзеркальном резонаторе при варьировании энергии импульсов, габаритов кристаллов и параметров зеркал.

## 1. Модель и исходные данные

Распределения интенсивностей излучений накачки, сигнальной и холостой волн исследовалось внутри трех-зеркального резонатора ПГС, схема которого приведена в [6] на рис. 1, с помощью модели, описанной в [6] и реализованной на языке программирования $C^{++}$. Резонатор являлся высокодобротным на длине вол-ны накачки и низкодобротным для холостой волне. Коэффициенты отражения входного $R1$ и промежуточного $R3$ зеркал для всех длин волн не менялись, были выбраны, как в [6]. Добротность резонатора моделировалась по изменению коэффициента отражения выходного зеркала для сигнальной волны $R2_{\text{с}}$ в диапазоне от 20 % до 80 % при постоянных $R2_{\text{н}} = 100$ % и $R2_{\text{х}} = 30$ %, а также по изменению внутрирезонаторных потерь за счет отражений на торцах и поглощения холостой волны при помещении в плечи резонатора одного, двух или трех кристаллов. Длина резонатора составила 105 мм, обеспечивая его наиболее полное заполнение преобразующей средой. Основная энергетическая нагрузка приходится на кристалл, помещенный в первом плече между входным зеркалом $R1$ и выходным зеркалом $R2$ и, как было показано в [5] и [7], из-за резонаторной связи по сигнальной волне возможно превышение предельно допустимой интенсивности и его разрушение [8].

Учитывая хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных для энергии импульсов сигнальной волны в ПГС-КТР при накачке до 140 мДж [6], за исходные данные для расчетов были взяты параметры излучения Nd:YAG-лазера ($\lambda_{\text{вн}} = 1064$ нм, $\tau = 15$ нс, $f = 20$ Гц) с коэффициентом супергауссовости $N = 16$ профиля, близкого к П-образному и аппроксимирующего пространственное распреде-ление поля пучка многомодового излучения, диаметр которого изменялся с помощью телескопа. Энергия импульсов $E_{\text{н}}$ варьировалась от 0,2 Дж до 1 Дж. Радиус $r$

входного пучка накачки определялся по максимальной интенсивности излучения $I_н$ (плотности мощности), падающей на кристалл и не превышающей порог его разрушения (80 – 90 МВт/см$^2$). Допустимый радиус составил 3,5 мм при величине $E_н$ = 0,5 Дж ($I_н$ ≈ 86,6 МВт/см$^2$, ($I_{0,5}$)), $r$ = 4,3 мм при $E_н$ = 0,75 Дж ($I_н$ ≈ 86 МВт/см$^2$, ($I_{0,75}$)) и $r$ = 5 мм при $E_н$ = 1 Дж ($I_н$ ≈ 85 МВт/см$^2$, ($I_{1,0}$)) [5–7]. Рабочая апертура преобразующей среды должна превышать диаметр входного пучка на 10–20 %, поэтому в расчетах апертура кристаллов калий титанил арсената $KTiOAsO_4$ (КТА) составляла 12 мм × 12 мм. Длина (20 мм) и количество кристаллов были выбраны на основе результатов предыдущих исследований [5–7]. Кристалл КТА имеет низкий коэффициент поглощения холостой волны ($\lambda_{хв}$ = 3475 нм), позволяющий не учитывать при расчетах тепловые эффекты и дающий потенциал для генерации излучения среднего ИК диапазона[3], при этом генерация сигнальной волны происходит на $\lambda_{св}$ = 1534 нм. КТА обладает возможностью выполнения коллинеарного фазового синхронизма для ПГС в произвольных направлениях, имеет коэффициент нелинейного взаимодействия 3,6 пм/В, а также коэффициенты преломления $n_{хв}$, $n_{св}$ и $n_{вн}$ – 1,8098, 1,7763 и 1,7865 соответственно [7].

## 2. Результаты численного моделирования

Согласно полученным результатам расчетов, когда пучок накачки имеет радиус $r$ = 3,5 мм и $E_н \geq$ 0,2 Дж, зависимости распределения интенсивностей сигнальной ($I_{св}$) и холостой ($I_{хв}$) волн достигают максимумов, а волны накачки ($I_{вн}$) – минимума из-за ее истощения. Вне зависимости от количества кристаллов в резонаторе положение экстремумов этих зависимостей внутри кристалла смещается к его входному торцу с увеличением как $E_н$, так и добротности резонатора по $R2_с$. В то же время при одном или двух кристаллах в резонаторе максимальные интенсивности сигнальной волны на выходе из кристаллов увеличиваются с ростом $E_н$ от 0,2 мДж до 0,5 мДж для $R2_с$ = 50 %, а также с увеличением $R2_с$ при фиксированной $E_н$. При трех кристаллах в резонаторе превышение критической интенсивности излучения и разрушение кристалла наступает при $E_н$ = 0,4 Дж ($R2_с$ = 50 %) (рис. 1, *а*), а для $E_н$ = 0,5 Дж при $R2_с$ = 35 % (рис. 1, *б*). Когда пучок накачки имеет $r$ = 4,3 мм или 5 мм, при использовании одного кристалла $I_{св}$ и $I_{хв}$ слабо зависят от добротности резонатора и не превышают входную интенсивность импульсов накачки $I_{0,75}$ и $I_{1,0}$ (рис. 1, *в*). В обоих этих случаях, когда резонатор содержит два кристалла, $I_{св}$ возрастает с увеличением добротности (рис. 1, *г*), а при понижении добротности по сигнальной волне до $R2_с$ = 30 %, допустимо увеличение $E_н$ (рис. 1, *д*), вплоть до 1 Дж без повреждения кристалла (рис. 1, *е*). Однако размещении в резонатор трех кристаллов для пучка накачки с $r$ = 4,3 мм уже при $R2_с$ = 50 % ведет к резкому нарастанию интенсивностей излучений при изменении $E_н$ от 0,2 Дж до 0,6 Дж, причем $I_{св}$ на выходе из первого кристалла уже превышает $I_{0,75}$. Этого можно избежать, если расширить входной пучок до радиуса 5 мм. При этом входная $I_н$ и $I_{св}$ на выходе из первого кристалла будет ≈ 75 МВт/см$^2$ и ≈ 88 МВт/см$^2$ соответственно и, следовательно, кристалл не будет поврежден.

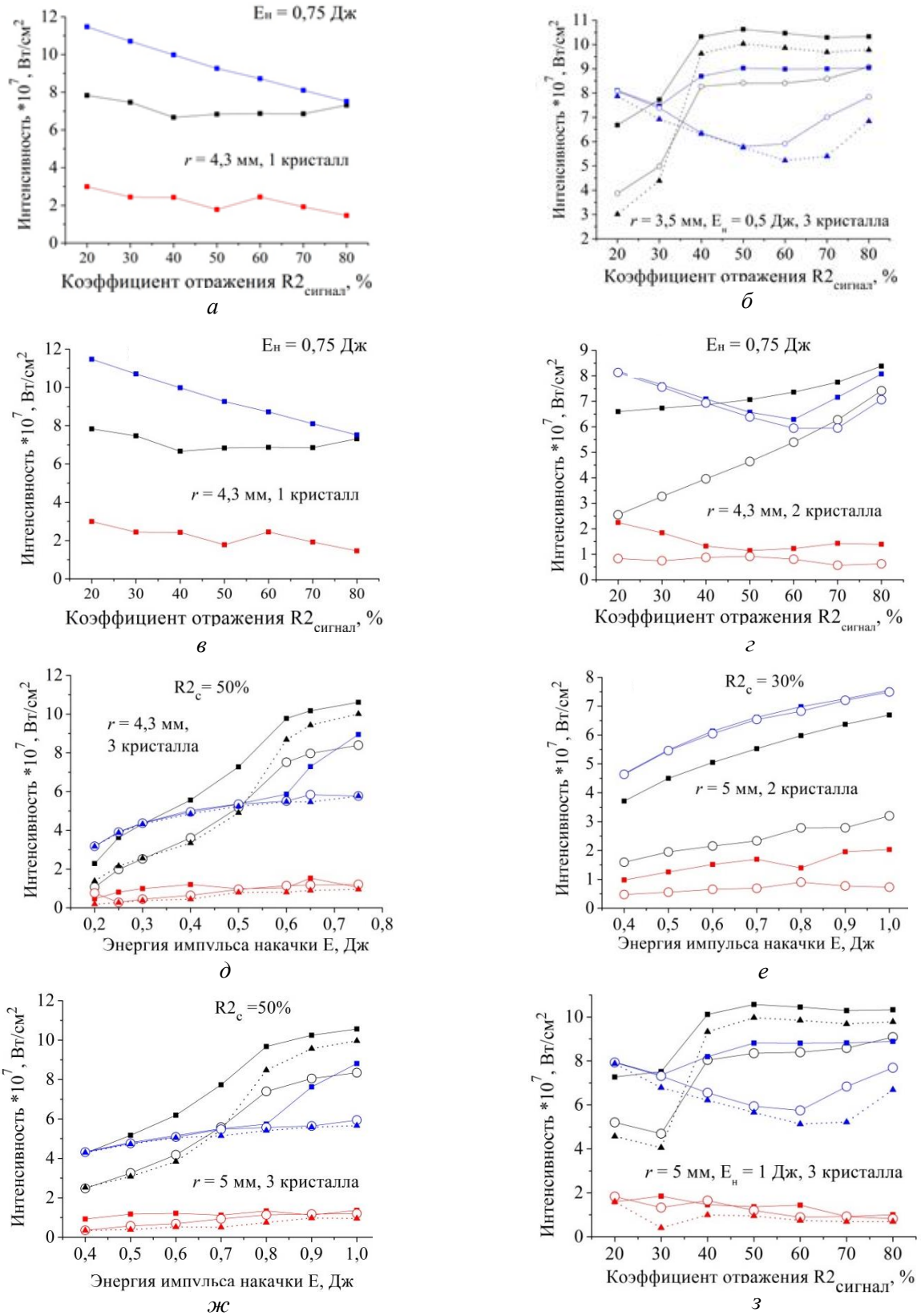



*Рис. 1.* Расчетные зависимости максимальных интенсивностей на выходе из кристаллов КТА в кольцевом резонаторе ПГС при варьировании условий преобразования.
Символы: квадрат – первый кристалл; круг – второй кристалл; треугольник – третий кристалл.
Линии: черная – сигнальная; синяя – накачка; красная – холостая; пунктирная – зависимость в третьем кристалле

В то же время распределение интенсивностей будет мало зависеть от $R2_c$ в диапазоне от 40 % до 80 %, но $I_{св}$ превысит 100 МВт/см$^2$ и может привести к пробою кристалла (рис. 1, *ж* и *з*). Следует также отметить, что при наличии в резонаторе двух или трех кристаллов также возможно обратное преобразование сигнальной и холостой волны в излучение накачки при $R2_c \geq 60\%$ (рис. 1, *б*, *г*, *з*).

## Заключение

Численное моделирование распределения интенсивностей излучений, участвующих в процессе импульсной ПГС, внутри кольцевого трехзеркального резонатора с кристаллами $KTiOAsO_4$ показало, что при излучении накачки с диаметром пучка от 7 мм до 10 мм и с энергий импульсов от 0,5 Дж до 1 Дж при наличии в резонаторе трех кристаллов распределение интенсивностей мало зависит от добротности резонатора в диапазоне $R2_c$ от 40 % до 80 %, но $I_{св}$ превышает 100 МВт/см$^2$, что может привести к пробою первого кристалла. Место пробоя соответствует максимуму зависимости распределения $I_{св}$ внутри первого кристалла, которое вне зависимости от количества кристаллов в резонаторе смещается к его входному торцу с увеличением добротности резонатора и энергии входных импульсов накачки. Положение экстремумов позволяет оценить минимально необходимую длину первого кристалла для заданной конфигурации резонатора (количество кристаллов и их суммарная длина, добротность резонатора для сигнальной волны) и параметров излучения накачки (диаметр пучка, форма пространственного распределения, энергия импульсов и частота их следования).

Авторы благодарят за финансовую поддержку исследований БРФФИ и МФНТ (совместный белорусско-монгольский проект № Ф25МН-002), а также ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций» (задание 1.2).

## Библиографические ссылки

1 Dual-channel infrared OPO lidar optical system for remote sensing of greenhouse gases in the atmosphere: Design and characteristics / S. A. Sadovnikov [et al.] // Sensors International. 2025. Vol. 6. P. 100307.
2 High-Power $KTiOAsO_4$ Optical Parametric Oscillator at 300 Hz / Tao Li [et. al.] // Photonics. 2025. Vol. 12. P. 270 (9).
3 Near and mid-infrared optical vortex parametric oscillator based on KTA / M. Ababaike [et. al.] // Scientific Reports. 2021. Vol. 11. P. 8013.
4 Development Progress of 3–5 μm Mid-Infrared Lasers: OPO, Solid-State and Fiber Laser / Tingwei Ren [et al.] // Applied sciences. 2021. Vol. 11. P. 11451 (22).
5 Тепловые эффекты в безопасном для глаз кольцевом параметрическом генераторе света / А. А. Русак [и др.] // Известия НАН Беларуси, серия физико-математических наук. 2018. Т. 54, № 2. С. 210–219.
6 Импульсный параметрический генератор на основе кристаллов КТР с трехзеркальным кольцевым резонатором: численное моделирование / В. И. Дашкевич [и др.] // ЖПС. 2023. Т. 90, № 2. С. 135–142.
7 Параметрическая генерация света в двуосном кристалле КТА при накачке излучением YAG:Nd-лазера в произвольных направлениях / В. И. Дашкевич [и др.] // Известия НАН Беларуси, серия физико-математических наук. 2021. Т. 57, № 3. С. 374–384.
8 Nanosecond laser induced damage thresholds in $KTiOPO_4$ and Rb:$KTiOPO_4$ at 1 μm and 2 μm / R. S. Coetzee [et al.] // Opt. Mater. Express. 2015. Vol. 5. P. 2090 (6).

# Модель нелинейного поглощения излучения пикосекундной длительности нанокомпозитом с красителем с учетом двухфотонного поглощения

**В. Ю. Курстак, С. С. Ануфрик**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь*
*e-mail: anufrick@grsu.by , vkurst@grsu.by*

Разработана модель, описывающая процесс нелинейного поглощения излучения пикосекундной длительности в композите: нанопористое стекло с полимером и красителем фталоцианином цинка, учитывающая двухфотонное поглощение. Разграничены вклады составляющих наведенного поглощения. Показано, что двухфотонное поглощение оказывает заметное влияние на населённости всех энергетических состояний, которое сильно зависит от интенсивности излучения.

***Ключевые слова:*** наведенное поглощение; нанопористое стекло–полимер; фталоцианин цинка; пикосекундное возбуждение.

# Model of nonlinear absorption of picosecond radiation by a dye-doped nanocomposite taking into account two-photon absorption

**V. Yu. Kurstak, S. S. Anufrick**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus*
*e-mail: anufrick@grsu.by , vkurst@grsu.by*

A model has been developed to describe the process of nonlinear absorption of picosecond radiation in a composite consisting of nanoporous glass with a polymer and zinc phthalocyanine dye, taking into account two-photon absorption. The contributions of the induced absorption components have been distinguished. It has been shown that two-photon absorption has a significant effect on the populations of all energy states, which is strongly dependent on the radiation intensity.

***Keywords:*** induced absorption; nanoporous glass–polymer; zinc phthalocyanine; picosecond excitation.

## Введение

Сложные органические соединения, какими являются лазерные красители, привлекают внимание исследователей с момента их открытия и до настоящего времени прежде всего своими свойствами и находят, в связи с этим всё большее практическое применение. В последнее время уделяется внимание использованию лазерных красителей в композитных соединениях. Работа с композитным твердотельным материалом должна обеспечить большую стабильность оптических свойств, значительно снизить температурную зависимость показателя преломления, обеспечивая постоянство концентрации молекул.

Использование мощного лазерного излучения пикосекундной длительности предполагает, что будут проявляться нелинейно- оптические эффекты, прежде всего речь идёт о учёте двухфотонного поглощения излучения (ДФП) [1, 2].

## 1. Модель наведенного поглощения

При использовании импульсного излучения пикосекундной длительности уравнения пятиуровневой модели могут неадекватно описывать наведенное поглощение, если населённости энергетических уровней $S_2$ и $T_2$ не являются пренебрежимо малыми. Возникла необходимость уточнения модели.

Учёт соответствующих процессов можно провести исходя из упрощённой схемы энергетических уровней красителя [3], рис. 1.

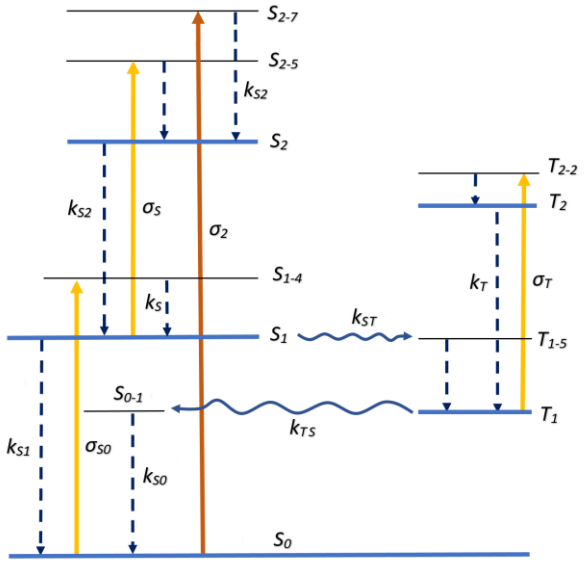



*Рис. 1.* Упрощённая схема энергетических уровней красителя. $S_i$ – синглетные уровни энергии, $T_i$ – триплетные уровни энергии, $k_{SS}$ – вероятности безызлучательных переходов, $k_{ST}$ и $k_{TS}$ – вероятности интеркомбинационной конверсии, $\sigma_i$ – сечения переходов

Исходя из приведённой схемы энергетических уровней была составлена система скоростных уравнений для населённостей энергетических уровней, позволяющая описать процесс наведенного поглощения излучения в каналах S-S- и T-T-уровней энергии, учесть соответствующие энергетические переходы.

$$\frac{dS_1(t)}{dt} = k_S S_{14}(t) + k_S S_{20}(t) + P(t)\sigma_S\left(S_{25}(t) - S_1(t)\right) - k_{ST}S_1(t) - k_{S1}S_1(t)\ ,$$

$$\frac{dS_{14}(t)}{dt} = P(t)\sigma_{S0}\left(S_0(t) - S_{14}(t)\right) - k_S S_{14}(t)\,,\quad \frac{dS_{20}(t)}{dt} = k_{S2}S_{25}(t) - k_S S_{20}(t) + k_{S2}S_{27}(t)\ ,$$

$$\frac{dS_{25}(t)}{dt} = P(t)\sigma_S\left(S_1(t) - S_{25}(t)\right) - k_{S2}S_{25}(t)\,,\quad \frac{dT_{15}(t)}{dt} = k_{ST}S_1(t) - k_T T_{15}(t)\ ,$$

$$\frac{dT_{10}(t)}{dt} = -P(t)\sigma_T T_{10}(t) - k_{TS}T_{10}(t) + k_T\left(T_{15}(t) + T_{20}(t)\right)\ , \qquad (1)$$

$$\frac{dT_{22}(t)}{dt} = P(t)\sigma_T T_{10}(t) - k_T T_{22}(t)\ ,\quad \frac{dT_{20}(t)}{dt} = k_T T_{22}(t) - k_T T_{20}(t)\ ,$$

$$\frac{dS_{01}(t)}{dt} = k_{TS}T_{10}(t) - k_{S0}S_{01}(t)\,,\quad \frac{dS_{27}(t)}{dt} = P(t)^2\sigma_2 S_0(t) - k_{S2}S_{27}(t)\ ,$$

где $P(t)$ – интенсивность пучка накачки, $S_i$ – населённость возбужденных

синглетных состояниях, $T_i$ – населённость возбужденных триплетных состояниях, $\sigma_i$ – сечение перехода. Коэффициенты $k_{ij}$ отвечают за безызлучательную релаксацию состояния $i$ на переходе $i – j$, $N$ – концентрация частиц, причём

$$N = S_1(t) + S_{01}(t) + S_{14}(t) + S_{20}(t) + S_{25}(t) + S_{27}(t) + T_{10}(t) + T_{15}(t) + T_{22}(t) + T_{20}(t). \qquad (2)$$

Сечение ДФП $\sigma_2 = \sigma_{S0}\,\sigma_S\,\tau_S$, где $\tau_S$ – время жизни промежуточного состояния.

Импульсы возбуждения считали имеющими Гауссову форму длительностью 70 пс, с длиной волны 532 нм. Использовались параметры красителя фталоцианина цинка (PcZn), приведённые в источниках [3–5]: $k_{S0} = 10^{\cdot}$ нс$^{-1}$, $k_S = 10^3$ нс$^{-1}$, $k_{ST} = 2$ нс$^{-1}$, $k_{S2} = 10^3$ нс$^{-1}$, $k_T = 10^3$ нс$^{-1}$, $\sigma_T = \sigma_S$, $k_{TS} = 0.01\ k_{ST}$. $N = 4{,}22\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, $\sigma_{S0} = 5.165\cdot10^{-18}$ см$^2$, $\sigma_S = 1.55\cdot10^{-17}$ см$^2$.

В исследованиях были взяты такие значения интенсивности, которые близки к использованным в работе [4]: $I_1 = 1\cdot10^{18}$ фот·нс$^{-1}$см$^{-2}$ и $I_2 = 3\cdot10^{18}$ фот·нс$^{-1}$см$^{-2}$.

## 2. Результаты и обсуждение

Вычислив значения населённостей при соответствующей интенсивности возбуждающего излучения можем найти коэффициент поглощения [3–5]

$$\alpha(t) = \sigma_{S0}S_0(t) + \sigma_2 S_0(t)P(t) + \sigma_S S_1(t) + \sigma_T T_{10}(t), \qquad (3)$$

Результаты изменения населённости $S_1(t)$ и $S1_1(t)$ возбуждённого синглетного энергетического состояния $S_1$ молекулы красителя в нанокомпозите, полученные путём численного решения системы уравнений (1) при двух значениях амплитуды импульса возбуждения $I_1$ и $I_2$, приведены на рис. 2.

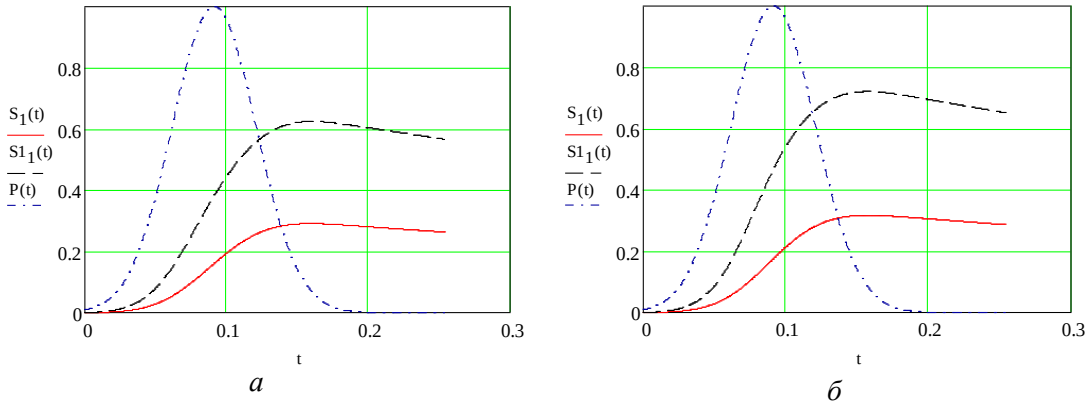



*Рис. 2.* Зависимости населённости энергетического состояния $S_1$ от времени (нс) для двух значений интенсивности: *а* – без учёта ДФП; *б* –с учётом ДФП.
Сплошная кривая $S_1(t)$ соответствует $I_1$ , прерывистая кривая $S1_1(t)$ – $I_2$ , штрихпунктир – импульс возбуждения $P(t)$

Населённости $S_1(t)$ и $S1_1(t)$ за время действия возбуждающего излучения увеличиваются до своих максимальных значений, а затем начинает значительно медленнее уменьшаться, рис. 2, *а*).

Возрастание населённостей $S_1(t)$ и $S1_1(t)$ происходит за промежуток времени примерно равный 150 пс, т. е. это примерно $2\tau_n$, а далее они медленно релаксируют в исходное состояние за время порядка 2 нс. Учёт ДФП приводит к

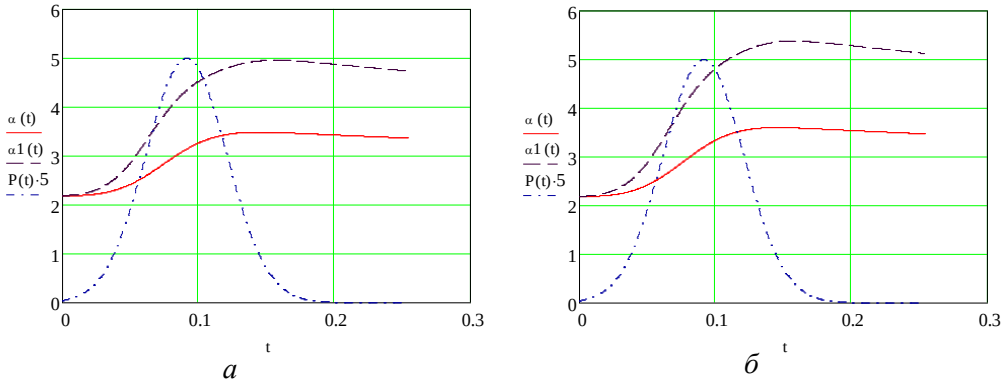


*б*

увеличению населённостей $S_1(t)$ и $S1_1(t)$ (рис. 2, *б*).

Вычисленные зависимости населённостей энергетических состояний $S_0$, $S_1$ и $T_1$ от времени $S_0(t)$, $S_1(t)$ и $T_1(t)$ показали, что их максимальные значения достигаются в различные моменты времени, а ДФП оказывает влияние на изменение населённостей всех энергетических состояний через состояния $S_0$ и $S_1$.

Полученные зависимости населённостей $S_0(t)$, $S_1(t)$ и $T_1(t)$ позволили найти изменения коэффициентов поглощения α(t) и α1(*t*) при двух значениях амплитуды импульса возбуждения $I_1$ и $I_2$ , соответственно, которые приведены на рис. 3.




*а* *б*

*Рис. 3.* Зависимости коэффициента поглощения α(t) от времени (нс) для двух значений интенсивности воздействующего излучения: *а* – без учёта ДФП; *б* – с учётом ДФП. Сплошная кривая α(t) соответствует $I_1$ , прерывистая α1(*t*) – $I_2$ , штрихпунктир – импульс возбуждения $P(t)$

Коэффициенты поглощения α(*t*) и α1(*t*) увеличиваются на временном интервале порядка $2\tau_n$, достигают максимумов, а затем плавно уменьшаются примерно за 3 нс до некоторого медленно релаксирующего значения.

Учет ДФП приводит к увеличению коэффициентов поглощения α(*t*) и α1(*t*), причём, если максимальное значение α(t) увеличивается не значительно (3 %), то максимальное значение α1(*t*) возрастает уже на заметную величину (8,5 %).

Разграничить вклады четырёх различных механизмов в величину коэффициента поглощения α(t) возможно, если записать выражение (3) через относительные составляющие:

$$\alpha_{lin}(t)+\alpha_{2F}(t)+\alpha_{SS}(t)+\alpha_{TT}(t)=1\ , \qquad (5)$$

где $\alpha_{lin}(t)=\dfrac{\sigma_{S0}S_0(t)}{\alpha(t)}$ – линейная составляющая, $\alpha_{2F}(t)=\dfrac{\sigma_2 S_0(t)P(t)}{\alpha(t)}$ – связанная с ДФП, $\alpha_{SS}(t)=\dfrac{\sigma_S S_1(t)}{\alpha(t)}$ – нелинейная в канале $S_1$-$S_2$ уровней, $\alpha_{TT}(t)=\dfrac{\sigma_T T_{10}(t)}{\alpha(t)}$ – нелинейная в канале возбуждённых триплетных уровней.

На рис. 4 приведены составляющие коэффициента поглощения (2): $\alpha_{lin}(t)$, $\alpha_{SS}(t)$, $\alpha_{2F}(t)$ и $\alpha_{TT}(t)$. Каждая составляющая была вычислена при двух значениях интенсивности: $I_1$ – рис. 4, *а* и $I_2$ – рис. 4, *б*.

Как видно из рис. 4, *а*, составляющие коэффициента поглощения сильно зависят от времени и проявляют своё влияние на определённых временных

интервалах. Основной вклад в наведенное поглощение при интенсивности $I_1$ принадлежит двум составляющим: линейной составляющей $\alpha_{lin}(t)$ и нелинейному

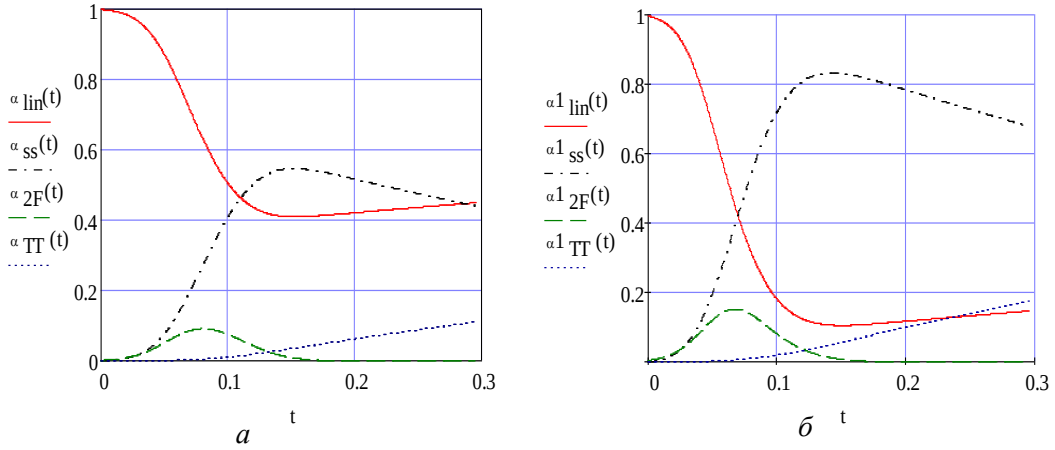



*Рис. 4*. Зависимости составляющих коэффициента поглощения $\alpha(t)$ от времени (нс) для двух значений интенсивности действующего излучения: *а* – $I_1$; *б* – $I_2$

поглощению в канале возбуждённых синглетных уровней $\alpha_{SS}(t)$, вклады $\alpha_{2F}(t)$ и $\alpha_{TT}(t)$ не высокие, не превышают и 10% и заметного влияния на ход наведенного поглощения не оказывают. При интенсивности $I_2$, рис. 4, *б*, когда время превышает $\tau_n$ преимущественный вклад в наведенное поглощение принадлежит $\alpha_{SS}(t)$, вклады $\alpha_{2F}(t)$ и $\alpha_{TT}(t)$ хотя и возросли в 1,5 раза, но остаются не высокими.

## Заключение

Нелинейное поглощение, индуцированное лазерным излучением пикосекундной длительности в нанокомпозите с красителем PcZn существенно не стационарно во времени, и сильно зависит от интенсивности воздействующего излучения. Разграничены вклады составляющих наведенного поглощения. Показано, что ДФП оказывает заметное влияние на населённости всех энергетических состояний и сильно зависит от интенсивности излучения.

## Библиографические ссылки


1. *Шен И. Р.* Принципы нелинейной оптики: Пер. с англ./ Под ред. С. А. Ахманова. – М.: Наука, 1989.
2. *Мешалкин Ю. П., Светличный В. А.* Двухфотонное поглощение: физика процессов, методы измерения сечений. Томск: Томский государственный университет, 2006.
3. *Колдунов М. Ф., Колдунов Л. М.* Показатели качества наведенного поглощения оптического излучения в органических соединениях // Прикладная физика. 2015. № 5, С. 5–11.
4. *Курстак В. Ю., Ануфрик С. С.* Наведенное поглощение в композите «нанопористое стекло – полимер» с красителем при пикосекундном возбуждении // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Сер. 2, Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2025. Т. 15, № 1. С. 105–113.
5. Нелинейное поглощение лазерного излучения фталоцианинами цинка и свинца и порфирином цинка, находящимися в композитной матрице нанопористое стекло – полимер / С. М. Долотов, [и др.] // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 1. С. 39–43.
6. *Курстак, В. Ю.* Определение нелинейных составляющих показателя преломления композита PcPb при пикосекундном возбуждении / В. Ю. Курстак, С. С. Ануфрик, Л. М. Колдунов // Квантовая электроника: материалы XIV Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 21–23 нояб. 2023 г. / БГУ; редкол.: М. М. Кугейко (гл. ред.), А. А. Афоненко, А. В. Баркова. Минск: БГУ, 2023. С. 79–83.

# Основанная на обратном вынужденном комбинационном рассеянии компрессия пикосекундных импульсов в легкой воде

**И. А. Ходасевич[1)], В. А. Орлович[1)], А. И. Водчиц[1)], К. Д. Траскевич[1)], Н. С. Новиков[1)], Л. Е. Батай[1)], С. М. Першин[2)], М. Я. Гришин[2)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*
*[2)] Институт общей физики РАН, Россия,*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*

Впервые исследована компрессия импульсов при обратном вынужденном комбинационном рассеянии (ОВКР), возбуждаемом в воде излучением второй гармоники пикосекундного (≈ 40 пс) Nd:YAG лазера. Получены на стоксовой длине волны (650 нм) импульсы с длительностью ≈ 2 пс. Обсуждены физические эффекты, ограничивающие получение в воде методом ОВКР-компрессии субпикосекундных импульсов.

***Ключевые слова:*** ВКР-компрессия импульсов; вода; пикосекундные лазерные импульсы; обратное ВКР; оптический пробой в воде.

# Compression of picosecond pulses in light water based on backward stimulated Raman scattering

**I. A. Khodasevich[1)], V. A. Orlovich[1)], A. I. Vodchits[1)], K. D. Traskevich[1)], N. S. Novikov[1)], L. E. Batay[1)], S. M. Pershin[2)], M. Ya. Grishin[2)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*
*e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*
*[2)] Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*

Pulse compression at backward stimulated Raman scattering ( BSRS ) excited in water by the second harmonic of a picosecond (~ 40 ps) Nd:YAG laser was studied for the first time. Pulses with a duration of ≈ 2 ps were obtained at the Stokes wavelength (650 nm). Physical effects limiting the obtaining of subpicosecond pulses in water using BSRS compression are discussed.

***Keywords:*** SRS- compression of pulses; water; picosecond laser pulses; backward SRS; optical breakdown in water.

## Введение

Эффект ВКР–компрессии нано- и пикосекундных импульсов исследован достаточно хорошо при использовании в качестве активных сред преимущественно кристаллов [1, 2] и газов [3]. Установлено, что при встречном распространении стоксова и возбуждающего ВКР лазерного импульса уменьшение длительности стоксова импульса и увеличение его мощности происходит вследствие экспоненциального усиления переднего фронта этого импульса в поле неистощенного лазерного импульса. Такой процесс реализуется при ОВКР в сфокусированных лазерных пучках накачки. Усиливаемый стоксов импульс формируется из спонтанных шумов в фокальной области линзы. Первоначальная (до усиления)

длительность этого импульса определяется длиной фокальной перетяжки, а его мощность – пространственной длиной пути усиления в ВКР-среде. В перечисленных выше и других работах достигнуто сокращение длительности стоксовых импульсов в 10–20 раз по сравнению с длительностью накачки.

В последнее десятилетие значительное внимание уделяется исследованию легкой и тяжелой воды, как нелинейно-оптической среды (см., например [4–6]). При соблюдении некоторых условий и использовании излучения пикосекундных лазеров ВКР является основным эффектом, возбуждаемым в воде. Хотя коэффициент усиления ВКР $g$ в воде для наиболее интенсивного валентного полносимметричного колебания $\nu_1(A_1)$ с максимумом в области $\approx 3400$ см$^{-1}$ достаточно мал ($g \approx 0{,}3$ ГВт/см для длины волны 532 нм [7]), однако в сфокусированных потоках пикосекундного лазерного излучения порог возбуждения ВКР легко преодолевается, а эффективность ВКР-преобразования достигает десятков процентов [5, 6]. Недавно в нашей работе [8] получено 10-кратное сокращение длительности стоксовых импульсов по сравнению с длительностями импульсов возбуждающего излучения за счет попутного ВКР-усиления стоксовой затравки в параллельном пучке накачки. Физической причиной, приводящей к компрессии импульсов, в данном случае является дисперсия воды.

Целью настоящей работы является изучение возможности компрессии стоксовых импульсов при ОВКР в воде. Актуальность такой работы обусловлена тем, что большой частотный сдвиг стоксова излучения относительно возбуждающего позволяет получать короткоимпульсное излучение в новых спектральных диапазонах, недоступных стандартным лазерам, генерирующим пикосекундные импульсы.

## 1. Экспериментальная установка

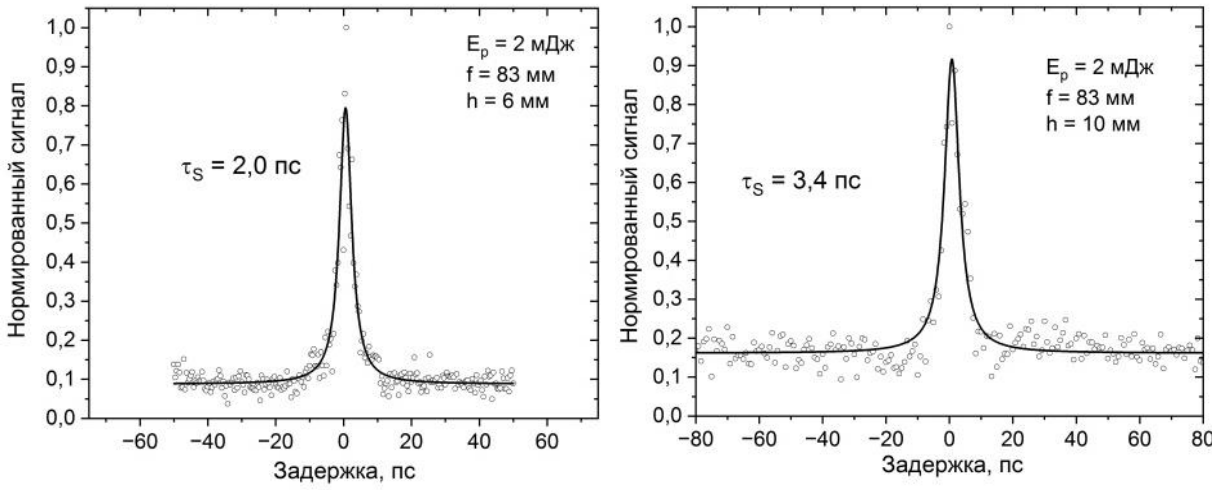
Схема экспериментальной установки подробно описана в [5, 9].

В экспериментах использовалось излучение второй гармоники пикосекундного Nd:YAG лазера (LOTIS TII, Минск, Беларусь, модель LS2151). Длительность импульса этого лазера на основной гармонике измерялась автокоррелятором и составляла $60 \pm 5$ пс. Поперечное распределение потока излучения было близким к гауссовому с расходимостью $\approx 0{,}4$ мрад. С помощью другого автокоррелятора измерялась длительность импульсов второй гармоники, которая была равна $\approx 40 \pm 4$ пс, а также длительность импульсов ОВКР.

Лазерное излучение на длине волны 532 нм с помощью зеркала и поворотных призм направлялось вертикально вниз и фокусировалось линзой в воду, находящуюся в кювете длиной 100 мм, через ее свободную поверхность. Фокусирующая линза могла плавно перемещаться в вертикальном направлении. Энергия импульсов ОВКР и спектр стоксова излучения измерялись прибором ИМО-2Н или спектрометром с разрешением $\approx 1$ нм. Одной из причин выбора вертикальной схемы возбуждения ВКР с фокусировкой лазерного излучения через свободную поверхность воды была необходимость жесткой фокусировки излучения накачки, при которой легко повреждалось входное окно кюветы.

## 2. Результаты и обсуждение

При длительности импульса накачки $\tau_н \approx 40$ пс максимальный путь усиления затравочного стоксова импульса, который формируется в фокальной области фокусирующей линзы в воде, равен $L \sim \frac{\tau_н \upsilon}{2}$, где $\upsilon$ - скорость света в воде. В нашем случае $L \sim 5$ мм. Для достижения малых длительностей затравочных стоксовых импульсов, а значит, максимального их усиления при ОВКР необходимо, чтобы длина Рэлея сфокусированного пучка накачки $L_R < L$. Поэтому в экспериментах мы использовали линзы с малым фокусным расстоянием $f$ = 3; 6 и 8,3 см. Пробные эксперименты показали, что при $f$ = 3 см постоянно, а при $f$ = 6 см в некоторых случаях наблюдался оптический пробой на поверхности воды с разбрызгиванием ее капель. Это обусловлено обнаруженной нами ранее особенностью поведения порога оптического пробоя воды, который в области расположения перетяжки пучка на глубине ~ 4 мм от поверхности воды резко снижается, что приводит воду в состояние пробоя или к увеличению ее турбулентности [9]. Стабильная генерация излучения ОВКР в наших условиях происходила при $f$ = 8,3 см. Поэтому дальнейшие измерения проводились с использованием линзы $f$ = 8,3 см. В приближении гауссового пучка накачки для $f$ = 8,3 см диаметр пучка в фокусе линзы составлял ~ 26 мкм, а длина Рэлея $L_R \approx 2{,}5$ мм, т. е. условие $L_R < L$ было выполнено.




*а* *б*

Примеры автокорреляционных функций стоксовых импульсов для энергии возбуждающего излучения $E_p \approx 2$ мДж (фокусное расстояние линзы 83 мм) при глубинах фокусировки: *а* – $h$ = 6 мм; *б* – $h$ = 10 мм

В предварительных экспериментах установлено, что длительность стоксова импульса возрастала с увеличением энергии $E_p$ импульсов возбуждающего излучения. В нашем случае порог возбуждения ОВКР достигался при $E_p \approx 1$ мДж. Минимальное значение $\tau_S \approx 2$ пс было зарегистрировано при $E_p \approx 2$ мДж и глубине расположения центра фокальной перетяжки пучка накачки $h$ = 6 мм относительно поверхности воды (рис. *а*). Увеличение $h$ приводило к возрастанию длительности импульсов до $\tau_S \approx 4$ пс. Одной из возможных причин возникновения такого

возрастания $\tau_S$ может быть развитие самофокусировки пучка накачки при увеличении длины оптического пути возбуждающего излучения в воде.

В процессе проведения экспериментов измерялась также энергия стоксовых импульсов $E_S$ при $E_p$ = 2 мДж и различных значениях $h$. В частности, для $h$ = 6 мм энергия стоксовых импульсов достигала 30 мкДж, а для $h$ = 8 мм $E_S \approx 140$ мкДж. Оценки показали, что пиковая мощность стоксова излучения составляла десятки МВт, что близко к пиковой мощности импульсов возбуждающего излучения.

**Заключение**

Таким образом, экспериментально продемонстрировано, что при ОВКР в воде возможно уменьшение длительности стоксовых импульсов в ≈ 20 раз по сравнению с длительностью импульсов возбуждающего пикосекундного излучения. Получена генерация импульсов с длительностями ≈ 2 пс и пиковой мощностью до десятков МВт на длине волны 650 нм. Дальнейшему уменьшению $\tau_S$ препятствуют конкурирующие с ВКР эффекты оптического пробоя и самофокусировки.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект Ф23 РНФ-040), РНФ (проект №23-42-10019) и ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций» (задание 1.2).

**Библиографические ссылки**

1. *Kurbanov S. V., Losev L. L.* Raman compression of picosecond microjoule laser pulses in $KGd(WO_4)_2$ crystal // Opt. Lett. 1999. Vol. 168. P. 227-232.
2. Формирование пикосекундных импульсов при обратном ВКР / В. Б. Иванов [и др.] // Квант. электрон. 1986. Т. 13, № 4. С. 857-860.
3. Каскадная ВР-компрессия импульсов АИГ-Nd-лазера / Р. Р. Бузялис [и др.] // Квант. электрон. 1987. Т. 14, № 11. С. 2266-2268.
4. *Gorelik V. S.* Multifrequency SRS in light and heavy water / V. S. Gorelik, A. I. Vodchits, V. A. Orlovich // J. Russian Laser Reseach. 2015. Vol. 36, № 6. P. 500-5007.
5. Asymmetrical-cavity picosecond Raman laserat the water-air interface / S. M. Pershin [et al.] // Opt. Lett. 2019. Vol. 44, № 20. P. 5045-5048.
6. Multiple increase in the efficiency of picosecond SRS excitation by Bessel laser beams in water / I. A. Khodasevich [et al.] // JETP Lett. 2024. Vol. 119, № 2. P. 89-93.
7. *Kumar V. R., Kiran P. P.* Transformation of liquid water to ice VII during propogation of picosecond laser pulses: effect of wavelength and polarization // JOSA. 2016. Vol. 33, № 6. P. 1157-1168.
8. Двухцветный пикосекундный ВКР-лазер на воде в кратным сокращением длительности импульсов стоксовой компоненты в параллельном пучке / С. М. Першин [и др.] // Краткие сообщ.по физике ФИАН. 2025. № 2. С. 3-10.
9. Backward SRS suppression of ps pulses in water volume through the surface / S. M. Pershin [et al.] // Quant. Electron. 2022. Vol. 52, № 1. P. 283-288.

# Спектры резонансного комбинационного рассеяния металлофталоцианинов

**А. С. Старухин[1)], А. Ю. Панарин[2)], С. Н. Терехов[1)], А. Ю. Ильин[1)], Т. А. Павич[1)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: a.starukhin@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] ГНПО "Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника" НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*

Методами спектроскопии резонасного комбинационного рассеяния (РКР) зарегистрированы спектры для набора металлокомплексов фталоцианина с ионами Mg(II), Zn(II), Pd(II) и Pt(II) в таблетках KBr при лазерном возбуждении. Полученные спектры позволили проследить влияние природы металла на частоты и относительные интенсивности линий в спектрах. Полученные данные сопоставлены с известными литературными источниками и результатами теоретических расчетов.

***Ключевые слова:*** спектроскопия резонансного комбинационного рассеяния; фталоцианины; влияние внутреннего металлического иона.

# Resonance Raman spectra of metallophthalocyanines

**A. S. Starukhin[1)], A. Yu. Panarin[2)], S. N. Terekhov[1)], A. Yu. Ilyin[1)], T. A. Pavic[1)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: a.starukhin@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] SSPA "Optics, Optoelectronics,and Laser Technology" of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

Resonance Raman spectra have been recorded for the free base of phthalocyanine, as well as a set of metallocomplexes of phthalocyanine with Mg(II), Zn(II), Pd(II), and Pt(II) ions in KBr pellets upon laser excitation. The obtained spectra made it possible to trace the influence of the nature of the metal on the frequencies and relative intensities of lines in the spectra, as well as the effect of the inner heavy atom on the manifestation of spin-orbit interaction. The obtained data are compared with known literary sources and the results of theoretical calculations.

***Keywords:*** resonance Raman spectroscopy; metallophthalocyanines; internal metal ion effect.

## Введение

Фталоцианины представляют собой плоские ароматические π-системы с широкими возможностями направленного изменения свойств соединений за счет варьирования структуры органического лиганда (например, введения различных заместителей на фенильных кольцах), а также природы металлов в центре сопряженного фталоцианинового макроцикла [1]. Свободные основания и металлокомплексы фталоцианинов, как правило, обладают высокой фотостабильностью в различных органических растворителях, а также в твердом состоянии. Указанные химические и физические свойства фталоцианиновых соединений, позволяют широко применять эти соединения в различных областях науки, техники и медицины. Фталоцианины используются для создания эффективных фотопреобразователей и элементов в оптоэлектронике, а также в качестве фотосенсибилизаторов в фотоди-

намической терапии и антимикробной терапии. Резонансное комбинационное рассеяние является одним из наиболее информативных методов получения информации о колебательных состояниях металлофталоцианинов.

## 1. Объекты и методы исследований

Синтез металлокомплексов фталоцианина выполнялся темплатным методом из фталонитрила при высокой температуре. Синтез металлофталоцианинов проводили сплавлением расчетных количеств ацетатов или дихлоридов соответствующих металлов с фталодинитрилом. Схема реакции представлена на рис. 1. Все синтезированные соединения были тщательно очищены хроматографическими методами.

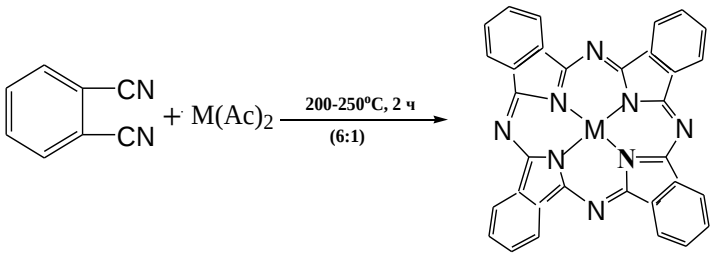


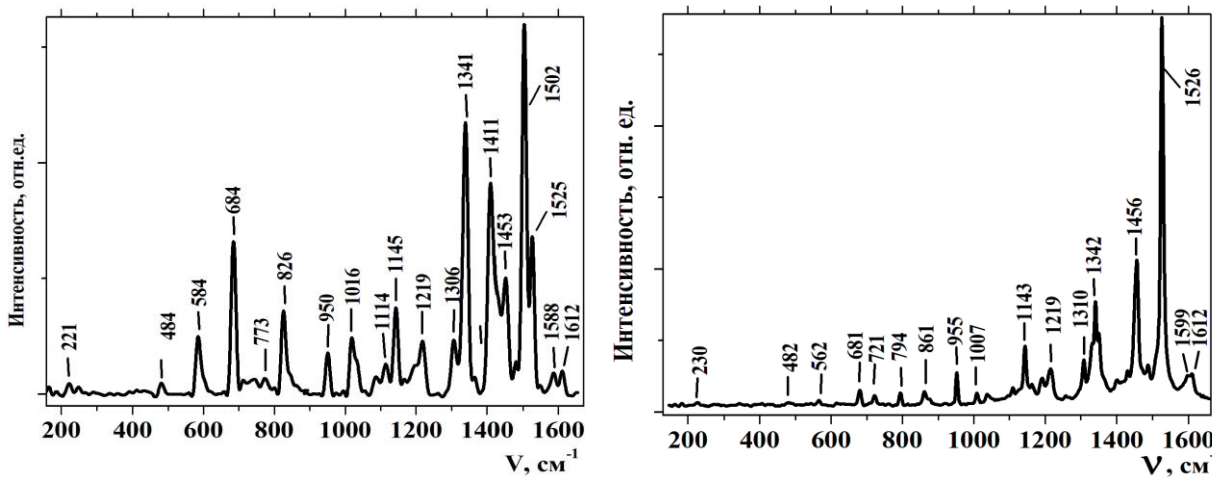

*Рис. 1.* Схема синтеза металлофталоцианинов (М-Фц), где М – Mg-, Zn-, Pd- и Pt-

Спектры поглощения соединений были измерены на двухлучевом спектрофотометре Shimadzu UV-3600 Plus с использованием кварцевых кювет с длиной оптического пути 1 см. Регистрация спектров люминесценции и возбуждения люминесценции исследованных соединений была выполнена на спектрометре Fluorolog-3 фирмы HORIBA Scientific, США. Спектры были скорректированы на изменения интенсивности фотовозбуждения (лампа, монохроматор и решетка), а также на спектральную чувствительность системы регистрации (спектрограф и матрица). Все спектры были измерены для разбавленных растворов исследованных соединений во избежание концентрационных эффектов. Оптическая плотность на длине волны возбуждения составляла менее 0.1. Спектральные и фотофизические параметры для металлокомплексов фталоцианинов были недавно подробно исследованы в [3]. Для регистрации спектров РКР был использован рамановский спектрометр на основе оптического модуля конфокального микроскопа Confotec MR520 и монохроматора-спектрографа MS5204i (Sol instruments, Беларусь). В качестве детектора использовалась ПЗС-камера HS101H-2048/122-HR2, которая обеспечивает высокочувствительную регистрацию оптического сигнала в диапазоне 400–1100 нм. В качестве источников фотовозбуждения образцов применялись непрерывные лазеры с длинами волн 405 нм (мощность до 30 мВт) или 532 нм (мощность до 50 мВт). Точность определения частот в спектрах РКР не выходила за пределы 1 $см^{-1}$. При каждом цикле регистрации спектров РКР спектрометр калибровался при предварительной записи сигнала комбинационного рассеяния толуола с известными значениями частот. Образцы для регистрации спектров в таблетках из KBr. Использование такого метода приготовления образцов позволяет использовать высокие концентрации вещества и при этом отсутствуют линии КР собственно растворителей.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры РКР для Mg- и Pd-Фц. Как известно, металлофталоцианины в хорошем приближении принадлежат к группе симметрии $D_{4h}$

с атомом металла в плоскости молекулы [2]. Тем не менее существует точка зрения что в ряде случаев (различные среды, методы приготовления образцов и т. д.) симметрия фталоцианинов существенно ниже и соответствует группе симметрии $D_{2d}$ [3]. Из данных рис. 2 видно, что в спектрах в основном проявляются близкие частоты. Однако в спектрах различных металлокомплексов фталоцианинов проявляется и ряд различий.




*а* *б*

*Рис. 2.* Спектры РКР в KBr при $\lambda_{возб.}$=532 нм: *а* –для Mg- Фц; *б* –для Pd- Фц

Представляло интерес рассмотреть вопросы корреляции между частотами нормальных колебаний и радиусами металлических ионов, так как металлочувствительные частоты увеличивают свои значения при усилении связи M–N. Так, колебания мостиков имеют частоты1506 $см^{-1}$в спектре Zn-Фц, в спектре Pd-Фц частота этого колебания составляет1527 $см^{-1}$ значения, тогда как в случае Pt-Фц – 1533 $см^{-1}$. Аналогично для углов $C_aN_{мезо}Ca$ частоты изменяются от 584 $см^{-1}$ в случае Mg-Фц до 607 $см^{-1}$ для Pt-Фц. Усиление спин-орбитального взаимодействия при введении тяжелых металлов Pd- и Pt- приводит к появлению дополнительных линий с частотами 756 $см^{-1}$ и 880 $см^{-1}$, которые мы относим к неплоским колебаниям. Механизм их проявления будет обсуждаться в докладе в связи с большим объемом материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ “Конвергенция 2025”, задание 3.03.10 и ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций», задание 1.8

### Библиографические ссылки

1. Synthesis and characterization of metal phthalocyanine bearing carboxylic acid anchoring groups for nanoparticle dispersion and their application to color filters / J. W. Namgoong [et al.], // Dyes and Pigments. 2021. V. 184**,** Art. №108737.
2. *Gladkov L. L.* Interpretation of resonance Raman spectra of Zn-phthalocyanine and Zn-phthalocyanine-$d_{16}$ based on the density functional method / L. L. Gladkov, V. V Gromak, V. K. Konstantinova // J. Appl Spectrosc. 2007. V. 74. P. 328–332.
3. *Huang T.-H.* Resonance Raman in platinum phthalocyanine / T.-H. Huang, K. E. Rieckhoff, E.-M. Voight. // Canad. J. Chem.. 1978. V. 56, P. 976–984.

# Пикосекундный ВКР-лазер на этаноле с синхронной накачкой и выходным элементом резонатора на основе обращения волнового фронта

**С. М. Першин[1)], М. Я. Гришин[1)], Е. В. Шашков[1)], Г. А. Болдин[1)], В. А. Орлович[2)], А. И. Водчиц[2)], И. А. Ходасевич[2)], А. М. Вальшин[3)]**

*[1)] Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*
*[2)] Институт физики имени Б. И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: i.khodasevich@dragon.bas-net.by*
*[3)] Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия*

Впервые получена генерация ВКР-лазера на этаноле с синхронной накачкой цугом пикосекундных импульсов $Nd^{3+}$:YAP лазера с обращением волнового фронта в этаноле вместо выходного зеркала резонатора. Установлено, что вариация длины цуга и энергии импульсов накачки обеспечивает управление числом импульсов стоксовой компоненты в цуге ВКР-лазера от одного и выше.

***Ключевые слова:*** синхронная накачка; ВКР-лазер; обращение волнового фронта; пикосекундные импульсы.

# Synchronously pumped picosecond Raman laser in ethanol with a cavity output element based on optical phase conjugation

**S. M. Pershin[1)], M. Ya. Grishin[1)], E. V. Shashkov[1)], G. A. Boldin[1)] V. A. Orlovich[2)], A. I. Vodchits[2)], I. A. Khodasevich[2)], A. M. Valshin[3)]**

*[1)] Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia,*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*
*[2)] B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*
*e-mail: i.khodasevich@dragon.bas-net.by*
*[3)] Ufa University of Science and Technology, Ufa, Russia*

For the first time, stimulated Raman lasing has been obtained in ethanol under synchronous pumping by the train of picosecond pulses from a $Nd^{3+}$:YAP laser with the wave front conjugation in an ethanol-filled cuvette instead of a cavity mirror. It was established that variation of the pump pulse energy allows controlling the number of the Stokes pulses in the Raman laser train of one or more pulses.

***Keywords:*** synchronous pumping; SRS laser; optical phase conjugation; picosecond pulses.

## Введение

Известно [1–4], что лазерная генерация с синхронной оптической накачкой активной среды являются одним из эффективных способов получения перестраиваемых по частоте ультракоротких световых импульсов (УКИ). Следует отметить важное отличие лазеров с синхронной накачкой от других генераторов УКИ: пикосекундные лазеры с синхронной накачкой являются, в большинстве случаев, единственными источниками перестраиваемых импульсов высокого спектрального

качества. Отдельный интерес представляет возможность генерации спектрально-ограниченных пикосекундных импульсов при сокращении длины цуга импульсов накачки, которые наиболее характерны для пикосекундных $Nd^{3+}$:YAG лазеров [5]. Было экспериментально обосновано решение с размещением раствора красителя в тонкий дополнительный резонатор, который совмещён с одним из зеркал резонатора синхронно-накачиваемого лазера [5–7]. Оставалась неясной возможность запуска генерации ВКР-лазера с синхронной накачкой на воде и других органических жидкостях (этанол, ацетон), которые отличаются широкой полосой O-H и C-H валентных колебаний. Однако, высокий порог ВКР, сравнимый с порогом оптического пробоя зеркал тонкого резонатора, исключал его использование в предложенной ранее [5–7] схеме.

Предметом настоящей работы было изучение генерации ВКР-лазера с синхронной накачкой коротким цугом пикосекундных импульсов второй гармоники на основе алюмината иттрия с неодимом ($Nd^{3+}$:YAP) с обращением волнового фронта (ОВФ) в кювете вместо выходного зеркала резонатора.

## 1. Материалы и методы

Исследованы образцы дистиллированной воды и этанола, помещенные в кварцевую кювету со свободной верхней поверхностью и прозрачным дном из оптического кварцевого стекла (диаметр кюветы 20 мм, высота 80 мм), наполненную до верхнего края, чтобы исключить влияние кривизны поверхности мениска. Эксперименты проводили на лазерной установке, схема которой представлена на рис. 1. Установка состояла из пикосекундного задающего генератора ($Nd^{3+}$:YAP, 1080 нм) с гибридной синхронизацией мод, каскада усилителей и системы управления длиной цуга импульсов (см. [8]).

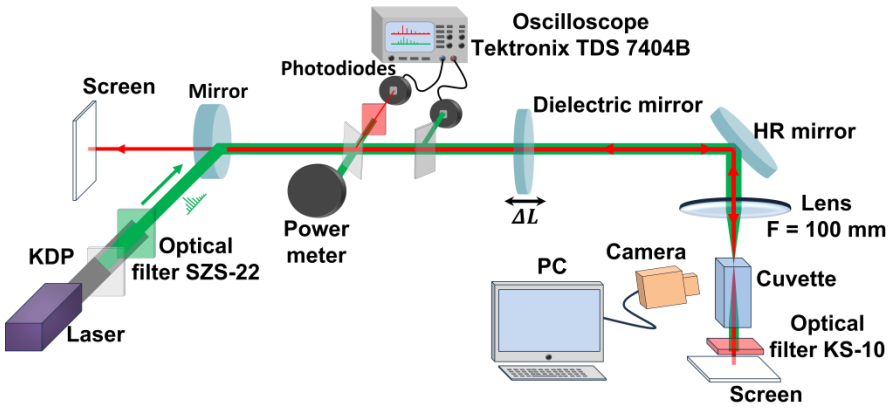



*Рис.1*. Схема экспериментальной установки по созданию ВКР-лазера с синхронной накачкой в жидкости

Пикосекундные лазерные импульсы второй гармоники (540 нм, ~52 пс, ~ 2 мДж/импульс, частота повторения вспышек лазера 0.3 Гц,) выделяли светофильтром SZS-22 и направляли горизонтально через входное зеркало резонатора ВКР-лазера (Dielectric mirror на рис. 1, $T_{540\ нм}$ = 77 %, $T_{660\ нм}$ = 5 %), которое было установлено на платформе с прецизионным смещением вдоль пучка для

юстировки длины резонатора. Затем пучок отклоняли вниз по нормали к открытой поверхности образцов в кювете. Кювету перемещали вдоль вертикальной оси с помощью микрометрического винта. Совмещение плоскости перетяжки каустики пучка и поверхности определяли по параллельности отражённого назад пучка после линзы. Прошедшее через кювету вперед (попутно накачке, ПВКР), а также рассеянное назад (навстречу накачке, обратное, ОВКР) излучение направляли с помощью кварцевого световода на входную щель спектрометра Avantes AvaSpec. Трек пучка и вспышки оптического пробоя в образцах регистрировали ПЗС камерой Hamamatsu C8484-05G02 сбоку кюветы.

После кюветы устанавливали стеклянный светофильтр KS-10 для пропускания излучения первой стоксовой (650 нм) и антистоксовой (443 нм) компоненты ВКР. Цуги импульсов накачки на входе резонатора ВКР-лазера, а также импульсы генерации ВКР-лазера навстречу накачке регистрировали с помощью лавинных фотодиодов и отображали на цифровом осциллографе Tektronix TDS-7404 (США, полоса пропускания 4 ГГц). Отметим одинаковую длину кабеля от фотодиода до входа в каждый канал осциллографа. Энергию импульсов излучения измеряли калориметрами Ophir Laser Star PE 9 (Израиль). Порог ВКР определяли визуально по появлению красного пятна на экране после кюветы с этанолом, а также по импульсам генерации ВКР-лазера.

Как видно из рис. 1 в резонаторе ВКР-лазера установлено только одно, входное зеркало. Мы предположили, что роль второго зеркала резонатора будет выполнять нелинейно-оптическое явление – обращение волнового фронта (ОВФ) компоненты ВКР в направлении навстречу накачке [9]. Явление ОВФ более известно при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна [10].

## 2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Запуск ВКР-лазера на воде с синхронной накачкой был затруднён из-за конкуренции самофокусировки с оптическим пробоем в кювете при коллапсе пучка под поверхностью в нелинейном фокусе [11, 12]. Замена воды на этанол с двукратно более высоким коэффициентом нелинейной восприимчивости $5.0\times10^{-22}$ м$^2$/В$^2$ [9] обеспечила снижение порога и генерацию ВКР-лазера на валентных колебаниях С-Н со сдвигом ~2900 см$^{-1}$. Порог ВКР в этаноле с большой расстройкой длин резонаторов был достигнут при энергии импульса накачки ~0.3 мДж. При согласовании длин резонаторов порог ВКР генерации уменьшился до 0.05 мДж/импульс.

На рис. 2, *a*, *b*, *c* показаны импульсы накачки (зелёный цвет) и ОВКР (красный цвет) на двухлучевом осциллографе.

Из рисунков видно, что импульсы ОВКР приходят с запозданием на 11–12 нс от импульса накачки, который обеспечивал генерацию этого ОВКР импульса в кювете. Эта пауза обеспечена тем, что импульс ВКР задерживается на период (8 нс) из-за прохода из кюветы по резонатору и потом на отрезке (~100 см) от входного зеркала до приёмника и осциллографа. Отметим, что импульсы накачки допороговой интенсивности обеспечивают инжекцию энергии стоксовой компоненты для следующего импульса накачки, как видно на рис. 2, *a*. Важно, что вариация числа импульсов в цуге накачки управляет числом импульсов ВКР-лазера от одного и выше. Однако, при большой интенсивности импульса накачки (№ 4 на рис. 2, *c*)

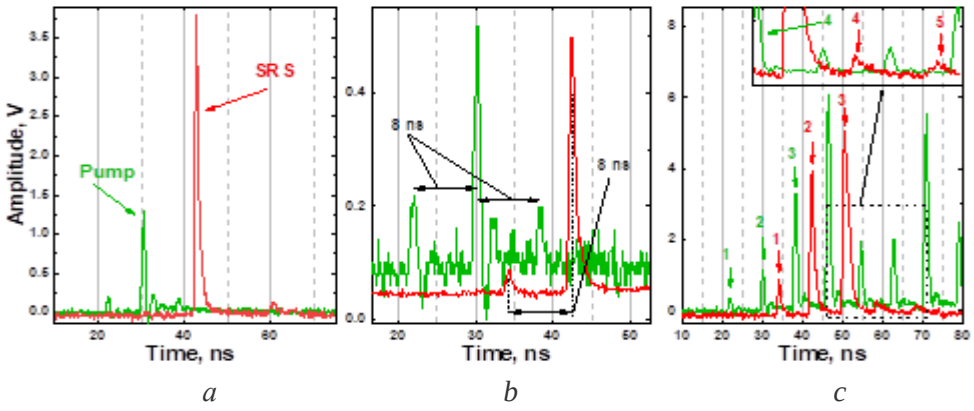



*Рис. 2*. Цуги импульсов накачки (зелёные) и ВКР-лазера с синхронной накачкой на этаноле (красные)

генерация ВКР блокируется пробоем (см. вставку на рис. 2, *c*), который регистрируется камерой сбоку на глубине 15–20 мм в области нелинейного фокуса. Эта глубина указывает на толщину слоя дополнительного тонкого резонатора как в ранних работах [5–7].

На рис. 3 представлены спектры ВКР-лазера на этаноле в направлении «вперёд» (тонкая линия) и «назад» (пунктир). Из рисунка видно, что спектры излучения ВКР-лазера в обоих направлениях идентичны по ширине (~10 см$^{-1}$) и по положению огибающей с экстремумом на отметке лидирующей компоненты 2930 см$^{-1}$ в полосе CH, что указывает на отсутствие возмущающих факторов, таких как оптический пробой [12].

Следует отметить, что эффективная генерация ВКР в обратном направлении с ОВФ отличается малой расходимостью. Более того, нелинейное взаимодействие встречных волн накачки и компоненты ВКР по схеме четырёхволнового взаимодействия обеспечивает генерацию антистоксовой компоненты попутно с волной накачки (см. фото на рис. 4). П. А. Апанасевичем ранее [13] было показано, что ОВФ проявляется при четырехфотонных (четырехволновых) взаимодействиях световых волн, две из которых направлены навстречу друг другу.

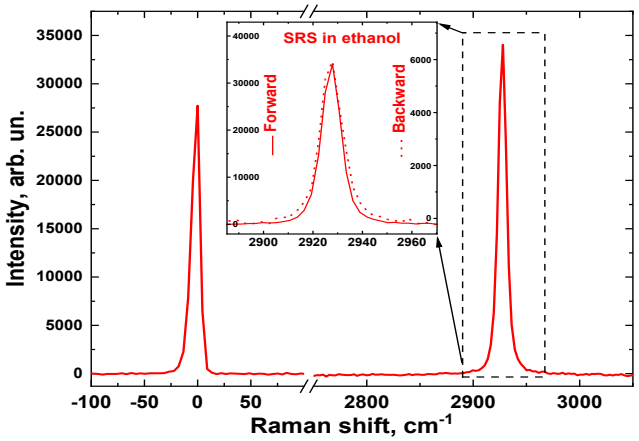



*Рис. 3*. Спектр излучения ВКР-лазера на этаноле с синхронной накачкой цугом пикосекундных импульсов «вперёд» (тонкая линия) и «назад» (пунктир)

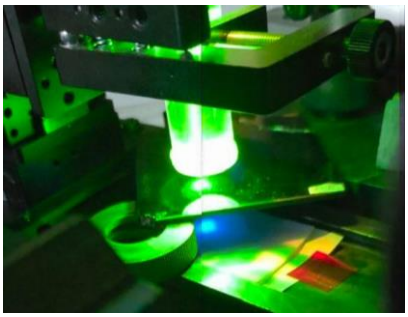


*Рис. 4*. Фото пятна после кюветы антистоксовой компоненты (синий цвет) ВКР пикосекундных импульсов в этаноле

## Заключение

Таким образом, впервые, насколько нам известно, предложена и экспериментально обоснована генерация ВКР-лазера на этаноле при синхронной накачке цугом пикосекундных импульсов с обращением волнового фронта в кювете вместо зеркала. Выявлено кратное снижение порога генерации ВКР-лазера при согласовании длин резонаторов, а также возможность управления числом импульсов ВКР-лазера вариацией числа импульсов в цуге накачки. Впервые получена генерация от двух-импульсного цуга с нарастающей амплитудой импульсов, а также антистоксовая компонента ВКР-лазера попутно с импульсом накачки по схеме четырёхволнового взаимодействия П. А. Апанасевича со встречным импульсом обратного ВКР на отрезке до нелинейного фокуса. Остаётся неясным как влияет толщина слоя в кювете после нелинейного фокуса на развитие генерации ВКР-лазера Широкая полоса излучения ВКР-лазера допускает компрессию импульса компоненты ВКР до длительности пропорциональной обратной ширине спектра при синхронной накачке с увеличением длины цуга, что будет являться предметом следующей работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ №23-42-10019 и БРФФИ Ф23РНФ-040.

## Библиографические ссылки

1. Synchronously Pumped Anti-Stokes Parametric Raman Laser on a CaMoO4 Crystal / S. N. Smetanin [et al.] //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2023. Vol. 50. P. S169.
2. Multiwavelength, picosecond, synchronously pumped, $Pb(MoO_4)_{0.2}(WO_4)_{0.8}$ Raman laser oscillating at 12 wavelengths in a range of 1128-1360 nm / M. Frank [et al.] // Optics Letters. 2021. V. 46. P. 5272–5275.
3. *Mourou G. A., Sizer Li T.* Up to 65 fs in SP_Dye laser II // Optics Comms. 1982. V. 41.
4. Synchronously Pumped Tunable Picosecond Lasers / V. A. Nekhaenko [et al.] // Sov. Quatum Electr. 1986. V. 13. P. 453–480.
5. The transient regime of synchronously pumped picosecond dye lasers / A. I. Kovrighin [et al.] // Opt. Quant. Electron. 1985. V. 17. P. 95.
6. Synchronously excited picosecond dye laser with an additional ultrathin resonator / K. D. Egorov [et al.] //Soviet Journal of Quantum Electronics. 1986. V.16. №. 6. P. 768.
7. Стабилизация параметров пикосекундных лазеров, синхронно-накачиваемых коротким цугом импульсов / С.М. Першин [и др.] // Ж. прикл. Спектр. 1988. Т. 49, №6. С.899–903
8. Temporal shaping of ultrashort laser pulses by volume Bragg gratings / N.S. Vorob'ev [et al.] // Quant.Electr. 2011. V 41. P. 501–503.
9. Amplitude object reconstruction by stimulated backward Raman scattering in the picosecond range with high efficiency conversion / S. Er-rhaimini [et al.] // Optics Comm. 1993. V. 104. P. 132–138.
10. *Зельдович Б. Я.* Обращение волнового фронта / Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов, – Москва, Изд. «Наука», 1985.
11. *Чекалин С. В., Кандидов В. П.* От самофокусировки световых пучков – к филаметации лазерных импульсов // УФН. 2013. Т. 183. С. 133–152.
12. Подавление обратного ВКР пикосекундных импульсов в воде при перемещении каустики пучка накачки из объёма воды через поверхность / С. М. Першин [и др.] // Квантовая электр. 2022. Т. 52. С. 283–288.
13. *Апанасевич П. А.* Основы теории взаимодействия света с веществом. – Минск: Наука и техника. 1977.

# Обратимый переход между однопучковой и многопучковой филаментацией излучения ВКР пикосекундных лазерных импульсов в воде при перемещении перетяжки пучка

**С. М. Першин[1)], А. И. Водчиц[2)], И. А. Ходасевич[2)], Н. С. Новиков[2)], М. Я. Гришин[1)], В. А. Орлович[2)]**

*[1)] Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*
*[2)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*

Продемонстрирован способ визуализации неоднородностей волнового фронта лазерного пучка по филаментации стоксова излучения вынужденного комбинационного рассеяния попутно импульсам лазера. Перемещение перетяжки фокусированного пучка пикосекундных импульсов вдоль кюветы с водой сопровождается обратимым переходом «однопучковая – многопучковая филаментация». Обнаружение неоднородностей волнового фронта лазерных пучков важно в задачах лазерного термоядерного синтеза для предотвращения индуцирования неустойчивостей в плазме.

***Ключевые слова:*** вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР); вода ($H_2O$); вертикальная схема возбуждения; пикосекундные импульсы; поперечное распределение интенсивности в пучке; филаменты.

# A reversible transition between single- and multibeam filamentation of picosecond-pulse-induced SRS radiation in water governed by the beam waist movement

**S. M. Pershin[1)], A. I. Vodchits[2)], I. A. Khodasevich[2)], N. S. Novikov[2)], M. Ya. Grishin[1)], V. A. Orlovich[2)]**

*[1)] A. M. Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*
*[2)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*
*e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*

A method for visualizing wavefront inhomogeneities in a laser beam is demonstrated via filamentation of the stimulated Raman scattering Stokes component in the forward direction. The movement of the focused picosecond pulses beam waist along a water-filled cuvette is accompanied by a reversible transition “single-multibeam filamentation”. Detection of small inhomogeneities in the wavefront of laser beams is highly important in laser inertial fusion applications in order to reduce the probability of inducing instabilities in the plasma.

***Keywords:*** stimulated Raman scattering (SRS); water ($H_2O$); vertical excitation scheme; picosecond pulses; transverse intensity distribution in a beam; filaments.

## Введение

Лазерный термоядерный синтез и создание источников энергии на его основе для практических применений по настоящее время остаются активно обсуждаемыми темами [1, 2]. В последние годы для повышения эффективности

термоядерной реакции все большее внимание уделяется созданию мишеней для синтеза ускоренных частиц [2, 3]. Однако, как известно, для реализации термоядерного синтеза требуются сверхмощные лазерные источники с энергиями импульсов от сотен Дж до МДж, необходимыми для обеспечения релятивистских интенсивностей. Такие интенсивности достигаются с использованием последовательных усилительных каскадов, где требуются лазерные пучки с высокой степенью пространственной однородности волнового фронта в пучке. Качество волнового фронта обеспечивают фильтрацией «горячих точек» пространственными фильтрами между каскадами, чтобы снизить вероятность развития неустойчивостей в плазме на мишени. Целью настоящей работы является исследование пространственного поперечного распределения интенсивности в пучке лазерного пикосекундного излучения с помощью вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) на основе гигантского усиления флуктуаций волнового фронта пучка.

## 1. Эксперимент

В эксперименте использовалось вертикальное возбуждение ВКР в воде ($H_2O$) многомодовым пикосекундным лазерным излучением ($\lambda$ = 532 нм) с расходимостью пучка ~ 0,4 мрад, длительностью импульсов ~50 пс и частотой следования 15 Гц, принципиальная схема которой приведена в [4] на рис. 1. Энергия импульсов ($E_н$) изменялась от 1 мДж до 12 мДж с помощью полуволновой пластинки и расположенного за ней под углом Брюстера поляризатора. Измерение энергии осуществлялось пироэлектрической головкой Ophir PE50BB-DIF-C с двухканальным дисплеем при усреднении по 150 импульсам. Лазерный пучок фокусировался линзой с $f$ = 83 мм в кювету открытого типа с $H_2O$, диаметром 20 мм и длиной 75 мм, близко к ее центру, и проходил по нормали через поверхность воды. Глубина погружения $h$ перетяжки сфокусированного пучка варьировалась от границы раздела воздух-вода (0 мм) до 64 мм в объеме $H_2O$ с шагом 500 мкм. После кюветы располагались коллимирующая линза с фокусным расстоянием 130 мм и держатель со светофильтрами из цветного стекла КС11 и КС13, через которые генерируемое излучение попутного ВКР (ПВКР) направлялось на экран.

## 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлено пространственное распределение поля пучка лазерного излучения накачки при разных энергиях импульсов.

Как видно на рис. 1, пространственное распределение пучка является однородным с близким к гауссовому профилем и возрастающей интенсивностью с увеличением энергии импульсов, диаметр пятна при этом практически не меняется.

При энергии лазерных импульсов $E_н \geq 8$ мДж возбуждение ВКР на поверхности воды и в слое $h \leq 5$ мм от нее приводило к оптическому пробою. Напротив,

на глубине $h$ = 16 мм и более порог пробоя не достигался, и формировался пучок ПВКР круглого сечения (рис. 2).

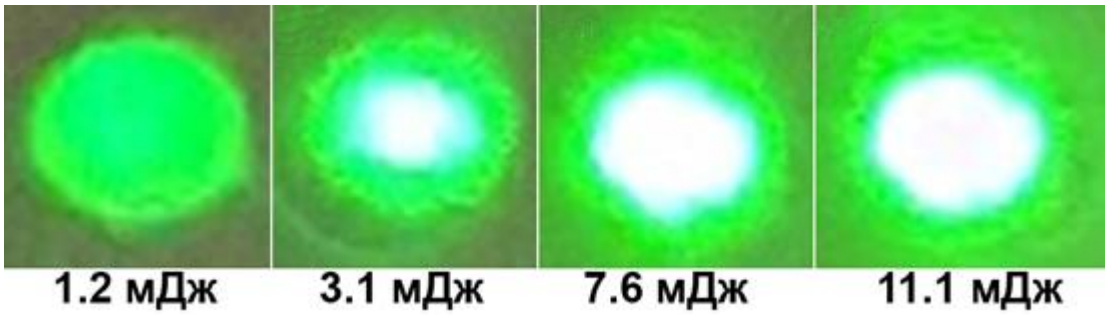



*Рис. 1.* Поперечное распределение интенсивности в пучке излучения накачки при фиксированной энергии импульсов $E_н$: *а* – 1,2 мДж; *б* – 3,1 мДж; *в* – 7,6 мДж; *г* –11,1мДж. Диаметр пучка на фотографии *а* составляет 8 мм

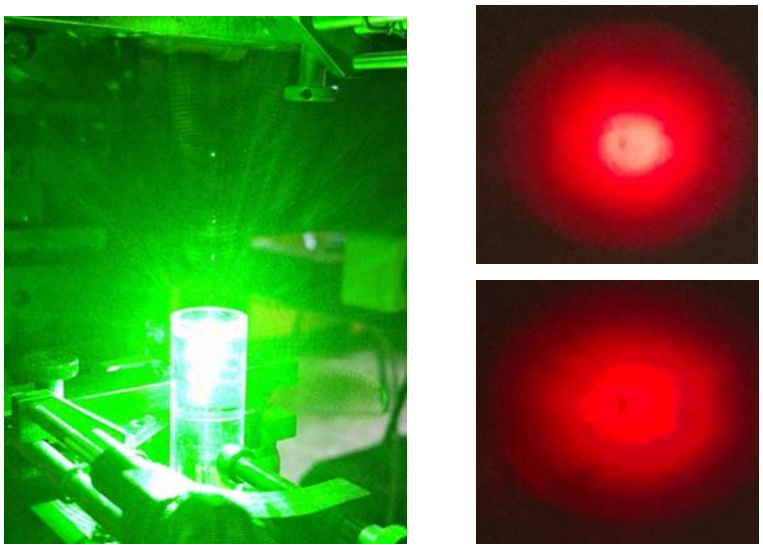


*Рис. 2.* Возбуждение ПВКР в слое $h$ = 5 мм от поверхности при $E_н$ = 8 мДж (слева) и пространственное распределение интенсивности в пучке излучения ПВКР на глубине $h$ = 16 мм (справа вверху) и $h$ = 35 мм (справа внизу) при $E_н$ = 11,1 мДж и $E_н$ = 7,6 мДж соответственно

В то же время, при допробойных энергиях импульса, например, $E_н$ = 7,6 мДж, погружение перетяжки в объем воды сопровождалось формированием многопучкового распределения поля, характерного для филаментов [6, 7], как показано на рис. 3.

Как видно из рисунка, при возбуждении ПВКР ($\lambda \approx 650$ нм) на поверхности воды ($h$ = 0 мм) формируются кольцевой и осевой пучки, как и в [4]. Диаметр осевого пучка и заполнение внутренней области от оси к кольцу увеличиваются с ростом глубины погружения ($h$ = 500 мкм и 1,5 мм). При дальнейшем погружении перетяжки в воду с $h$ = 2 мм до $h$ = 8 мм формирование поля пучка ПВКР характеризуется хаотически возникающими пятнами, которые флуктуируют по пространству вблизи оси симметрии пучка накачки. Пятна заполняют все

пространство пучка при $h$ = 10 мм, а далее ПВКР вновь формирует единый пучок, как показано на рис. 3 при $h$ = 12 мм и на рис. 2 в слоях $h$ = 16 мм и $h$ = 35 мм. Иногда вокруг филамента наблюдается кольцо (рис. 2, $h$ = 2 мм и 6 мм). Например, в $CS_2$ возникновение кольца вокруг филамента связывали с интерференцией сферической волны, дифрагирующей от точки в жидкости, с незахваченным пучком [5].

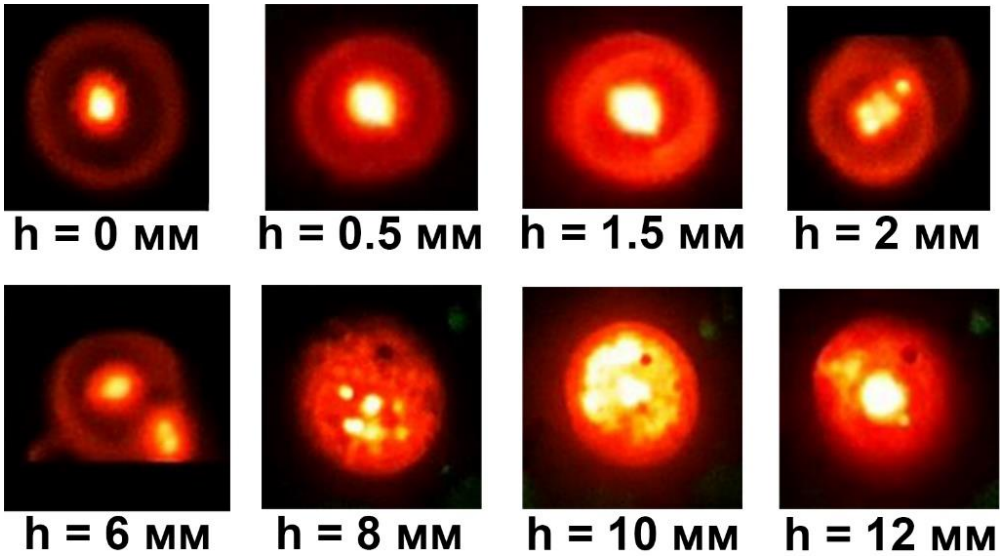



*Рис. 3.* Пространственное распределение интенсивности в пучке излучения ПВКР при энергии импульсов накачки $E_н$ = 7,6 мДж на разных глубинах $h$ погружения перетяжки пучка накачки

Критическая мощность самофокусировки в воде излучения на длине волны 532 нм, оцененная по данным [6], составляет ~ 1.7 МВт. Мощность лазерного излучения в нашем эксперименте составляла величину ~150 МВт. То есть, критическая мощность самофокусировки превышена значительно, и поэтому этот эффект способен оказывать влияние на формирование пространственного распределения интенсивности в пучке ПВКР. Согласно [8], если в импульсах накачки пиковая мощность в несколько десятков раз превышает критическую мощность самофокусировки, как в нашем случае, возможно образование множества филаментов на длине волны стоксовой компоненты из-за экспоненциального усиления флуктуаций на волновом фронте накачки после прохождения импульсом достаточного расстояния внутри воды. На малых глубинах погружения перетяжки пучка усиления ещё недостаточно для подчёркивания неоднородностей, которые проявляются при росте показателя экспоненты с увеличением длины пробега импульса в воде. Отсюда следует, что филаменты в поле стоксовой компоненты отражают неоднородность волнового фронта накачки. Их возникновение является следствием мелкомасштабной самофокусировки светового поля высокой интенсивности, обладающего «пространственной неустойчивостью к малым амплитудным и фазовым возмущениям, а также к малым возмущениям среды».

## Заключение

Исследована пространственная динамика пучка первой стоксовой компоненты ($\lambda = 650$ нм) попутного вынужденного комбинационного рассеяния (ПВКР) пикосекундных импульсов в легкой воде в вертикальной схеме при широком варьировании условий возбуждения. Показано, что динамика пространственного распределения пучка первого стокса ПВКР зависит как от глубины расположения перетяжки пучка накачки относительно поверхности воды, так и от энергии ее импульсов. Показано, что на поверхности воды формируются кольцевой и осевой пучки, диаметр осевого пучка и заполнение внутренней области от оси к кольцу увеличиваются с ростом энергии импульсов накачки. При энергии импульсов накачки $E_н \geq 8$ мДж в слое $h \leq 5$ мм от поверхности происходит оптический пробой. Установлено, что при допробойной энергии импульсов ($E_н \approx 7{,}6$ мДж) перемещение перетяжки пучка накачки в слоях от $h = 2$ до $h = 64$ мм характеризуется обратимым переходом между однопучковой генерацией и многопучковой филаментацией ПВКР. Таким образом, формирование филаментов в воде в процессе ВКР показывает наличие в однородном пучке накачки локальных мелкомасштабных неоднородностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект № Ф23РНФ-040), РНФ (грант № 23-42-10019) и ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций» (задание 1.2).

## Библиографические ссылки

1. Горячий лазерный термояд или низкотемпературные ядерные реакции? Анализ и перспективы первых экспериментов по лазерному синтезу / В. И. Высоцкий [и др.] // РЭНСИТ. 2021. Т. 13, №1. С. 59–70.
2. Импульсный источник заряженных частиц и нейтронов на основе 10-петаваттной лазерной системы, облучающей микрокластерную среду / Д. А. Гожев [и др.] // Квантовая электроника. 2023. Т. 53, № 3. С. 217–223.
3. Повышение эффективности термоядерной DD-реакции в фемтосекундной лазерной плазме с применением структурированных мишеней пониженной средней плотности / К. А. Иванов [и др.] // Квантовая электроника. 2020. Т. 50, № 2. С. 169–74.
4. Picosecond stimulated Raman scattering at 3000 and 3430 $cm^{-1}$ OH vibrations without optical breakdown / S. M. Pershin [et. al.] // Optics Letters. 2020. Vol. 45, No. 19. P. 5624–5627.
5. *Garmire E.* Dynamics and Characteristics of the Self-trapping of Intense Light Beams / E. Garmire, R. Y. Chiao, C. H. Townes // NASA and AFCRL: Report of the Physics Department of Massachusetts Institute of Technology. 1971. N66-23765. P. 1–8.
6. Stimulated Raman scattering and nonlinear focusing of high-power laser beams propagating in water / B. Hafizi [et. al.] // Opt. Lett. 2015. Vol. 40, No.7. P. 1556-1558.
7. Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H2O / W. Liu [et al.] // Applied Physics B: Lasers and Optics. 2003. No. 76. P. 215-229.
8. *Чекалин С. В., Кандидов В. П.* От самофокусировки световых пучков – к филаментации лазерных импульсов / УФН. 2013. Т. 183, № 2. С. 133–152.

# Эффективность прямого и обратного ВКР в тяжёлой воде в вертикальной схеме возбуждения

**А. И. Водчиц[1)], В. А. Орлович[1)], И. А. Ходасевич[1)], К. Д. Траскевич[1)], С. М. Першин[2)], М. Я. Гришин[2)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: a.vodchits@dragon.bas-net.by*
*[2)] Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*

Исследовано вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) пикосекундных импульсов в тяжёлой воде в вертикальной схеме возбуждения. Измерены зависимости энергии импульсов первой стоксовой компоненты и эффективности ВКР от энергии импульсов накачки на длине волны 532 нм и глубины погружения фокальной перетяжки пучка в толщу воды. Обнаружена существенная зависимость эффективности ВКР-преобразования от глубины погружения.

***Ключевые слова:*** вынужденное комбинационное рассеяние; пикосекундный лазерный импульс; тяжёлая вода; вертикальная схема возбуждения; эффективность рассеяния; глубина погружения фокальной перетяжки.

# Efficiency of the forward and backward SRS in heavy water in the vertical scheme of excitation

**A. I. Vodchits[1)], V. A. Orlovich[1)], I. A. Khodasevich[1)], K. D. Traskevich[1)], S. M. Pershin[2)], M. Ya. Grishin[2)]**

*[1)]B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: a.vodchits@dragon.bas-net.by*
*[2)]A. M. Prokhorov General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia,*
*e-mail: pershin@kapella.gpi.ru*

Stimulated Raman scattering (SRS) of picosecond pulses in heavy water is studied in the vertical scheme of excitation. The dependences of the first Stokes pulse energy and SRS efficiency on the pumping pulse energy at 532 nm and the immersion depth of the beam focal waist in the water volume have been measured. The substantial dependence of the SRS efficiency on the immersion depth is observed.

***Keywords:*** stimulated Raman scattering; picosecond laser pulse; heavy water; the vertical scheme of excitation; scattering efficiency; the depth of immersion of the focal waist.

## Введение

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) света является нелинейно-оптическим процессом, который используется для преобразования частоты возбуждающего лазерного излучения в другие спектральные диапазоны и широко применяется в нелинейной оптике и лазерной спектроскопии [1]. В качестве

комбинационно-активных сред для ВКР широко используются сжатые газы, нелинейные кристаллы и другие конденсированные среды, в том числе жидкости. Это позволяет создавать лазерные источники на новых длинах волн в широкой спектральной области (от ультрафиолетового диапазона спектра до ближнего инфракрасного).

Систематические исследования процесса ВКР в воде начались в конце 90-х годов прошлого столетия [2, 3]. Интерес к изучению нелинейно-оптических свойств и ВКР в воде не ослабевает и в настоящее время, однако лишь незначительное число работ посвящено изучению ВКР в тяжелой воде ($D_2O$) [4–6]. Основная комбинационно-активная частота молекул тяжёлой воды составляют 2400 $см^{-1}$ (валентное полносимметричное колебание). Это позволяет в процессе ВКР смещать длину волны возбуждающего излучения на значительную величину. Так при накачке излучением на длине волны 532 нм (вторая гармоника Nd:YAG лазера) длина волны первой стоксовой компоненты находится вблизи 610 нм.

Также в последние годы интерес представляло исследование ВКР в воде пикосекундного лазерного излучения [7, 8], обеспечивающего высокие пиковые интенсивности импульсов и отсутствие конкурентного процесса нелинейно-оптического преобразования, такого как вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна [9]. Использование кювет открытого типа в схеме вертикального возбуждения позволило изучать процессы на границе раздела воздух-вода [5, 10, 11] и открыть новые закономерности процесса ВКР в зависимости от глубины погружения фокальной перетяжки возбуждающего пучка в толщу воды. Однако эти исследования были ограничены небольшими энергиями возбуждающих импульсов и незначительной толщиной до 15 мм возбуждаемого слоя воды. Поэтому представляло интерес методичное исследование процесса ВКР в широком диапазоне энергий импульсов лазерного излучения накачки и возбуждение глубоких слоев воды. В данной работе мы приводим результаты такого исследования для тяжёлой воды.

## 1. Эксперимент и результаты

В случае вертикальной схемы возбуждения ВКР [10, 11] лазерный пучок направляется вертикально вниз вдоль специального рельса, на котором установлены все остальные оптические элементы. Пучок фокусируется линзой в кювету открытого типа с исследуемой жидкостью. Далее устанавливается коллимирующая линза и цветные оптические фильтры. Фокусирующая линза и кювета закрепляются в специальные держатели с микровинтами для перемещения этих элементов вдоль рельса (точность 10 мкм) с целью изменения положения фокальной перетяжки пучка по глубине в исследуемой жидкости и вблизи поверхности раздела жидкость-воздух.

Тяжёлая вода ($D_2O$, атомная доля D 99.8 %) содержалась в кварцевой кювете открытого типа (диаметр 20 мм, длина 75 мм), установленной вертикально в специальном держателе. Верхний торец кюветы является открытым, поверхность

воды находится на расстоянии примерно 2–3 мм от верхнего торца. Внизу кювета имеет кварцевое окошко. Для возбуждения ВКР использовались пикосекундные лазерные импульсы на длине волны 532 нм. Длительность импульсов составляла примерно 50–60 пс. Лазерный пучок фокусировался линзой с фокусным расстоянием 83 мм и входил в тяжёлую воду перпендикулярно ее поверхности. Перетяжка пучка погружалась в объем воды путем перемещения линзы и/или кюветы вдоль вертикальной оси и ее положение в объеме устанавливалось при минимальной энергии импульсов накачки 1 мДж. Пучок первой стоксовой компоненты прямого ВКР (ПВКР) выделялся с помощью фильтра ОС14. Пучок ВКР, проходящий в обратном направлении (ОВКР) через поворотное зеркало горизонтально, также выделялся фильтром ОС14.

Ниже представлены результаты измерений энергетической эффективности ПВКР и ОВКР (для первой стоксовой компоненте вблизи 610 нм) в зависимости от энергии импульсов накачки и глубины погружения фокальной перетяжки пучка накачки в толщу воды и вблизи поверхности раздела вода-воздух.

На рис. 1 приведены зависимости эффективности преобразования от энергии импульсов накачки для ПВКР. Видна существенная зависимость эффективности от глубины погружения фокальной перетяжки. Максимальная эффективность ПВКР (примерно 11 %) достигается на самой большой глубине 54 мм от поверхности раздела вода-воздух. При уменьшении глубины эффективность падает, однако, на поверхности раздела она увеличивается вновь. Это связано с резким падением порога ВКР на границе раздела вода-воздух [10, 11]. Отметим также, что эффективность ПВКР в тяжёлой воде существенно меньше по сравнению с лёгкой водой [12]. Это может быть связано с меньшим коэффициентом ВКР усиления тяжёлой воды по сравнению с лёгкой.

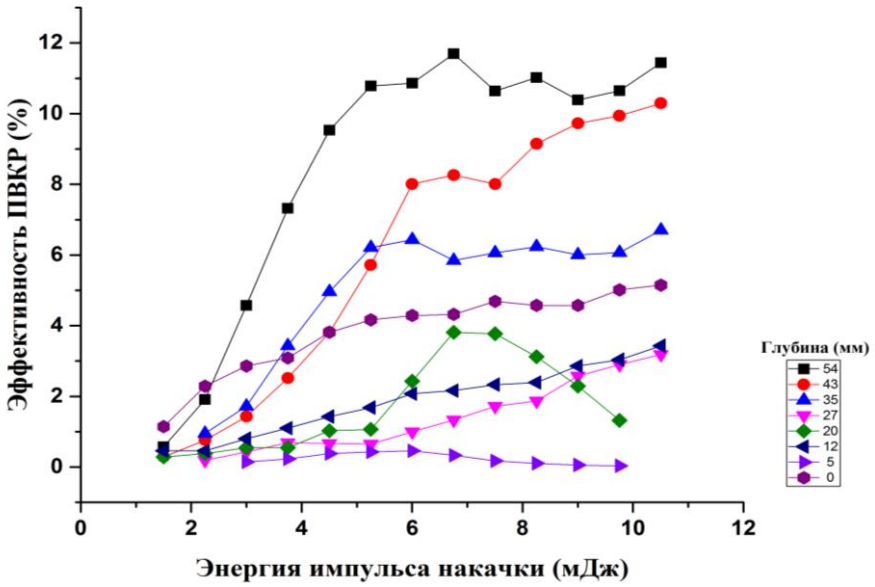



*Рис. 1.* Эффективность ПВКР в тяжёлой воде в зависимости от энергии импульсов накачки и глубины погружения фокальной перетяжки пучка

Хотя в настоящее время данных по этому параметру для тяжёлой воды нам найти не удалось, справедливость такого предположения подтверждается из сравнения зависимостей порогов ВКР для одинаковых условий возбуждения [13, 6].

На рис. 2 представлены аналогичные зависимости для ОВКР в тяжёлой воде. Видна также существенная зависимость эффективности ОВКР от глубины. Однако, с уменьшением глубины эффективность ОВКР увеличивается (по сравнению с ПВКР) и достигает максимальных значений (примерно 25 %) на глубине 20 мм. Это сравнимо с эффективностью ОВКР в лёгкой воде [12] (максимальные эффективности ОВКР в лёгкой воде достигаются на глубине 12 мм).

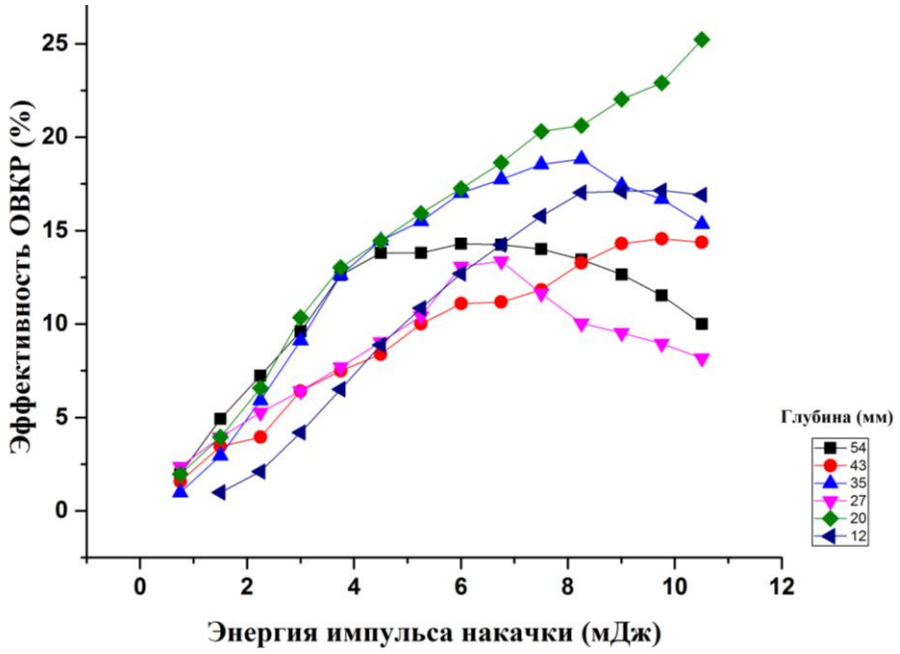



*Рис. 2.* Эффективность ОВКР в тяжёлой воде в зависимости от энергии импульсов накачки и глубины погружения фокальной перетяжки пучка

Полученные результаты могут быть связаны с конкуренцией ПВКР и ОВКР [14, 15], зависящей от глубины погружения фокальной перетяжки в воду. Кроме того, известно, что в приповерхностном слое происходят изменения структуры воды [13], которые могут влиять на ВКР. Возможно, такие изменения могут происходить и в толще воды. Для выявления физических причин обнаруженной зависимости эффективности ПВКР и ОВКР в тяжёлой воде в вертикальной схеме возбуждения необходимы дальнейшие исследования.

**Благодарности**

Данные исследования выполнены при финансовой поддержке БРФФИ и РНФ (совместный белорусско-российский проект № Ф23РНФ-040 со стороны Беларуси и № 23-42-10019 со стороны России), а также задания 1.2 ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций».

## Библиографические ссылки


1. Stimulated Raman scattering: from bulk to nano / R. C. Prince [et al.] // Chem. Rev. 2017. Vol. 117. P. 5070-5094.
2. Spectroscopic analysis of stimulated Raman scattering in the early stage of laser-induced breakdown in water / H. Yui [et al.] // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82, No. 20. P. 4110 4113.
3. Structural change of heavy water by laser-induced plasma generation / H. Yui [et al.] // Chem. Phys. Lett. 1999. Vol. 308. P. 437–440.
4. Shock compression-induced enhancement of stimulated Raman scattering in heavy water / C. Wang [et al.] // Opt. Communs. 2021. Vol. 501. 127394. 6 pp.
5. Highly efficient stimulated Raman scattering at the air-heavy water interface / Z. Dou [et al.] // Appl. Phys. Lett. 2024. Vol. 124. 101105. 6 pp.
6. Новый нелинейно-оптический эффект: 20-кратное локальное повышение интенсивности в поле обратного ВКР пикосекундного импульса в тяжёлой воде / С. М. Першин [и др.] // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2024. № 3. С. 3–13.
7. Stimulated Raman scattering in light and heavy water under picosecond laser excitation / A. I. Vodchits [et al.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2013. Vol. 40, No. 12. P. 329–334.
8. Multifrequency stimulated Raman scattering in light and heavy water / V. S. Gorelik [et al.] // J. Rus. Las. Res. 2015. Vol. 36, No. 6. P. 562–569.
9. Stimulated Raman and Brillouin scattering, nonlinear focusing, thermal blooming, and optical breakdown of a laser beam propagating in water / B. Hafizi [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. Vol. 33, No. 10. P. 2062–2072.
10. Asymmetrical-cavity picosecond Raman laser at the water-air interface / S. M. Pershin [et al.] // Opt. Lett. 2019. Vol. 44, No. 20. P. 5045–5048.
11. Picosecond stimulated Raman scattering at 3000 and 3430 $cm^{-1}$ OH vibrations without optical breakdown / S. M. Pershin [et al.] // Opt. Lett. 2020. Vol. 45, No. 19. P. 5624–5627.
12. A. I. Vodchits, V. A. Orlovich, I. A. Khodasevich, S. M. Pershin, M. Ya. Grishin. Efficiency of picosecond SRS in light water versus the depth of immersion of the focal waist of exciting radiation into it // Advances in Optics, Photonics, Spectroscopy, and Applications XIII: the proceedings of the 13th International Conference on Photonics and Applications (ICPA-13), Hanoi, Vietnam, 14-17 October, 2024 / Publishing House for Science and Technology; Editors: Nguyen Dai Hung [et al.]. Hanoi, 2024. P. 377–380.
13. Backward SRS suppression of picosecond pulses in water upon moving the pump beam caustic from the water volume through the surface / S. M. Pershin [et al.] // Quantum Electronics. 2022. Vol. 52, No. 3. P. 283–288.
14. О взаимодействии и конкуренции прямого и обратного рассеяний при ВКР / Ю. Е. Дьяков [и др.] // Квантовая электроника. 1982. Т. 9, № 6. С. 1258–1261.
15. Backward stimulated Raman scattering in water / N. Tcherniega [et al.] // Opt. Communs. 2000. Vol. 181. P. 197–205.

# Стабильность энергии импульсов стоксова излучения при возбуждении ВКР в сжатом водороде двухчастотным излучением Nd:YAG лазера

**А. С. Грабчиков[1)], Л. Е. Батай[1)], В. А. Орлович[1)], Ж. Даваасамбуу[2, 3)], Х. Цоохуу[3)], Д. Онербилэг[3)], Д. Баярцэнгэл[3)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*
*[2)] Лазерный Центр Национального университета Монголии, Улаанбаатар, Монголия*
*[3)] Институт физики и технологий, Монгольская академия наук, Улаанбаатар, Монголия*

Исследованы статистические характеристики энергии импульсов генерации при двухимпульсном двухчастотном вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) в сжатом водороде. Установлено, что при сравнимых значениях инкрементов усиления ВКР нормированное стандартное отклонение для энергии стоксовых импульсов, генерируемых в условиях одновременного четырехфотонного параметрического взаимодействия и двухфотонного ВКР, всегда меньше, чем нормированное стандартное отклонение для энергии стоксовых импульсов, генерируемых в условиях только двухфотонного ВКР.

***Ключевые слова:*** вынужденное комбинационное рассеяние; ВКР; двухчастотное двухимпульсное возбуждение ВКР; сжатый водород; импульсный многомодовый лазер; статистические характеристики излучения; стабильность энергии импульсов излучения.

# Stability of stokes radiation pulse energy under SRS excitation in compressed hydrogen by two-frequency Nd:YAG laser radiation

**A. S. Grabtchikov[1)], L. E. Batay[1)], V. A. Orlovich[1)] J. Davaasambuu[2, 3)], H. Tsookhuu[3)], D. Onerbileg[3)], D. Bayartsengel[3)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*
*e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*
*[2)] Laser Research Center of the National University of Mongolia, Ulaanbaatar, Mongolia*
*[3)] Institute of Physics and Technology, Mongolian Academy of Sciences, Ulaanbaatar, Mongolia*

The statistical characteristics of the pulse energy generated at two-pulse two-frequency stimulated Raman scattering (SRS) in compressed hydrogen were experimentally studied. It was found that, for comparable SRS gain increments, the normalized standard deviation of the Stokes pulse energy generated under conditions of simultaneous four-photon parametric interaction and two-photon SRS is always smaller than the normalized standard deviation of the Stokes pulse energy generated under conditions of "classical" two-photon SRS.

***Keywords:*** stimulated Raman scattering; SRS; two-frequency two-pulse excitation of SRS; compressed hydrogen; pulsed multimode laser; statistical characteristics of radiation; stability of radiation pulse energy.

## Введение

Разработка лазерных излучателей для конкретных применений основывается на оценке не только характеристик самого излучателя, но и простоты его технической реализации, конструкции, настройки, надежности, а также стоимости. В этой связи для некоторых задач, где компактность излучателя не является главным

требованием, альтернативой могут являться нелинейно-оптические преобразователи, базирующиеся на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Такой подход особенно перспективен при использовании в каче-стве активной среды газообразного водорода ($H_2$). В $H_2$ величина комбинационного сдвига составляет 4155 $см^{-1}$ [1], что принципиально позволяет при использовании специальных условий возбуждения ВКР и перестраиваемого по длине волны возбуждающего излучения обеспечить на ряде стоксовых компонент генерацию перестраиваемого излучения в инфракрасном диапазоне. Однако для ИК области спектра из-за малого коэффициента усиления ВКР в $H_2$ требуется использовать достаточно высокоэнергетичные лазеры. Для снижения порога возбуждения в [2] предложен подход, основанный на двухимпульсном двухчастотном возбуждении ВКР. ВКР возбуждается лазерным пучком излучения видимого диапазона, где коэффициент усиления ВКР в $H_2$ большой. Одновременно в рассеивающую среду подается импульс более длинноволнового излучения, совмещенный по времени и с учетом фазового синхронизма по пространству с излучением видимого диапазона. В результате излучение с большей длиной волны генерируется беспорогово вследствие четырехфотонных параметрических процессов [3]. В простейшем случае использование основной (длина волны $\lambda_1$) и второй ($\lambda_2$) гармоник Nd:YAG лазера автоматически обеспечивает временную синхронизацию обоих импульсов излучения. При этом ВКР преобразование в сжатом водороде излучения второй гармоники Nd:YAG лазера позволяет получить стоксово излучение в области длин волн 683 нм ($\lambda_{S2}$ = 683 нм). Генерация стоксовой компоненты с длиной волны $\lambda_{S1}$= 1907 нм происходит в результате взаимодействия трех потоков излучения. Это излучение второй гармоники ($\lambda_2$ = 532 нм) Nd:YAG лазера, излучение первой стоксовой компоненты ВКР ($\lambda_{S2}$ = 683 нм) и излучение основ-ной гармоники ($\lambda_1$ = 1064 нм) Nd:YAG лазера. Поток излучения с длиной волны $\lambda_{S1}$ = 1907 нм генерируется преимущественно вследствие четырехфотонного параметрического процесса $\mathbf{k_{S1} = k_1 - (k_2 - k_{S2})}$, где $\mathbf{k_i}$ – волновые вектора соответствующих потоков излучений.

Очевидно, что флуктуации энергии импульсов и интенсивностей потоков излучения с длинами волн $\lambda_1$, $\lambda_2$, $\lambda_{S2}$ влияют на воспроизводимость энергетических характеристик стоксова излучения на длине волны $\lambda_{S1}$, однако до настоящего времени в литературе нет данных об их экспериментальном исследовании. В данной работе представлено исследование стабильности энергии импульсов излучений, участвующих в процессе двухимпульсного двухчастотного ВКР-преобразования в сжатом водороде многомодового излучения Nd:YAG – лазера.

## 1. Эксперимент

Для возбуждения ВКР в водороде использовался импульсный Nd:YAG лазер с ламповой накачкой (LOTIS TII, Минск, Беларусь; модель LS-2137), генерировавший моноимпульсы длительностью ≈ 17 нс и ≈ 12 нс на длинах волн основной (1064 нм) и второй (532 нм) гармоник, соответственно, с частотой следования 10 Гц. Лазер являлся многомодовым как спектрально, так и пространственно, о чем свидетельствовали характеристики спектра и расходимости излучения.

В эксперименте реализовывался режим коллинеарного взаимодействия: потоки излучения основной и второй гармоники распространялись параллельно друг другу. Поскольку дисперсия у водорода мала, расстройка волнового синхронизма **Δk** в данных условиях не влияла существенно на эффективность четырехфотонного процесса. Излучение лазера фокусировалось в кювету длиной 120 см, заполненную $H_2$, сжатым до давления 26 атм. Выходящие из кюветы потоки излучения коллимировались линзой и разводились пространственно призмами Пеллин-Брока. Для измерения энергии импульсов использовались электронно-цифровые измерители Pulsar 2 с пироэлектрическими приемниками (производитель - Ophir). Длительность импульсов контролировалась фотоприемниками и четырехканальным цифровым осциллографом с полосой регистрации 1 ГГц (Tektronix TDS 5104). Спектр регистрировался мини-спектрометром с разрешением ≈ 1 нм (SOLAR LS, Беларусь; модель S-100).

В экспериментах одновременно измерялись энергии импульсов $E_{\text{pulse}}$ трех потоков излучения: энергия импульсов излучения Nd:YAG лазера на основной гармонике, на второй гармонике, и на одной из стоксовых компонент. Число импульсов, накопленных в процессе измерения в выборке, составляло 3000-6000. Для каждой отдельной выборки определялись среднее значение энергии импульсов $\langle E_{\text{pulse}} \rangle$ за время измерения, максимальное и минимальное значения энергии, значение стандартного отклонения σ энергий импульсов измеряемых потоков излучения: σ (1064), σ (532) , σ (683), σ (1907). Для оценки стабильности излучения рассчитывалось нормированное стандартное отклонение $\sigma_{\text{норм}}$ :

$$\sigma_{\text{норм}} = \frac{\sigma}{\langle E_{pulse} \rangle}. \quad (1)$$

## 2. Результаты и обсуждение

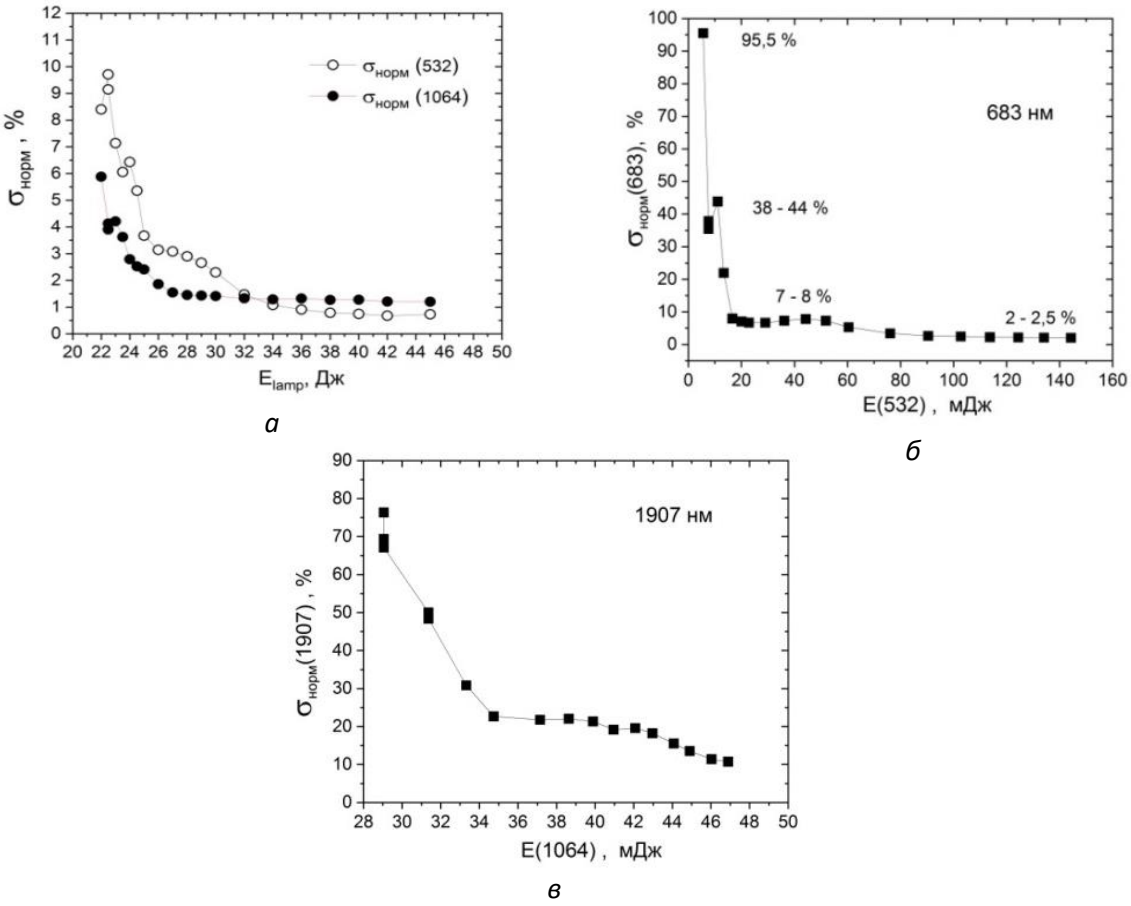
Характеристики стабильности энергии импульсов возбуждающих потоков лазерного излучения ($\lambda_1$ = 1064 нм и $\lambda_2$ = 532 нм), а также стоксовых компонент ($\lambda_{S2}$ = 683 нм, $\lambda_{S1}$ = 1907 нм) представлены на рисунке *а*, *б*, *в*.

Как видно из рисунка *а*, при превышении порогового для генерации лазера значения электрической энергии импульсов ламповой накачки лазера $E_{\text{lamp}}$ примерно на 25 %, $\sigma_{\text{норм}}$ (1064) ≈ 1,5 % и практически не меняется при дальнейшем увеличении $E_{\text{lamp}}$. Для энергии импульсов второй гармоники при высоких значениях $E_{\text{lamp}}$ $\sigma_{\text{норм}}$(532) составляет лишь ≈ 0,7 %, что свидетельствует о хорошей воспроизводимости выходных энергетических параметров используемого лазера.

Для стоксовой компоненты ($\lambda_{S2}$ = 683 нм) вблизи порога возбуждения ВКР величина $\sigma_{\text{норм}}$(683) имеет значение ≈ 95 % (рисунок *б*), затем быстро падает до величины ≈ 7–8 % при достижении E(532) ≈ 20 мДж и относительно плавно уменьшается до значений 2–2,5 % при увеличении энергии импульсов излучения E(532) до ≈ 140 мДж. В диапазоне энергий E(532) = 23–52 мДж зависимость имеет плато с $\sigma_{\text{норм}}$(683) ≈ 7–8 %.

Физической причиной существования такого плато может являться так называемый некогерентный режим ВКР при спектрально широкополосной накачке, который возникает при малых значениях интенсивности *I* импульсов возбуждающего

ВКР излучения и переходит в когерентный режим при преодолении критического значения $I_{кр}$ [4]. Для нашего случая оценки дают значение $I_{кр} \approx 0{,}5$ МВт/см$^2$. При E(532) ≥ 10 мДж всегда $I > I_{кр}$ в области фокальной перетяжки. Однако внутри кюветы с $H_2$ вблизи входного и выходного окон может реализовываться соотношение $I \leq I_{кр}$. Таким образом, при распространении каждого импульса накачки в кювете реализуются как когерентный, так и некогерентный режимы ВКР. В некогерентном режиме ВКР каждая спектральная компонента лазерного излучения преобразуется независимо от других. Это приводит к возникновению дополнительных флуктуаций энергии стоксовых импульсов. При увеличении $I$ область существования некогерентного режима ВКР уменьшается и, как видно на рисунке *б*, $\sigma_{норм}(683)$ уменьшается до значений ≈ 2 – 2,5 %.




*а* *б* *в*

Характеристики стабильности энергии импульсов возбуждающих потоков лазерного излучения ($\lambda_1$ = 1064 нм и $\lambda_2$ = 532 нм), а также стоксовых компонент ($\lambda_{S2}$ = 683 нм, $\lambda_{S1}$ = 1907 нм):
*а* – нормированные стандартные отклонения $\sigma_{норм}$ энергии импульсов основной и второй гармоник;
*б* – нормированные стандартные отклонения первых стоксовых компонент $\lambda_{S2}$ = 683 нм ;
*в* – нормированные стандартные отклонения первых стоксовых компонент $\lambda_{S1}$ = 1907 нм

Общий ход зависимостей $\sigma_{норм}(683)$ (рисунок *б*) и $\sigma_{норм}(1907)$ (рисунок *в*) для импульсов стоксова излучения от энергии импульсов возбуждающих излучений подобны друг другу, включая и наличие плато. Однако для $\sigma_{норм}(683)$ плато формируется при 2х-кратном превышении порога возбуждения ВКР, а исчезает при

его 5-кратном превышении. Для $\sigma_{норм}(1907)$ плато соответствует диапазону превышения порогового значения 1,2 – 1,5 раза. Анализ с учетом коэффициентов усиления ВКР и значений $I_{кр}$ для основной и второй гармоник приводит к выводу, что уже на пороге регистрации стоксовой компоненты ($\lambda_{S1}$ = 1907 нм), реализуются условия, при которых $I > I_{кр}$ для центральной части поперечного распределения пучка накачки, т. е. процесс ВКР носит в основном когерентный характер. Увеличение энергии импульсов накачки лишь в 1,5 раза приводит к распространению когерентного режима ВКР на все сечение пучка накачки.

Вторая особенность зависимости $\sigma_{норм}(1907)$ (рисунок *в* ) состоит в том, что даже при максимальной энергии импульсов накачки $E(1064) \approx 48$ мДж, что соответствует инкременту усиления $G = 50$, величина $\sigma_{норм}(1907)$ равна $\approx 10$ %. В случае возбуждения ВКР излучением второй гармоники с энергией импульсов $E(532) = 140$ мДж, и соответственно, величине $G \approx 300$, $\sigma_{норм}(683) \approx 2{,}5$ %, т. е. $\sigma_{норм}(683) < \sigma_{норм}(1907)$. Однако данные расчетов с использованием одинакового значения $G = 50$ для обеих длин волн возбуждающего излучения показали, что в этом случае $\sigma_{норм}(683) \approx 50\%$, а $\sigma_{норм}(1907) \approx 10$ %. Подобное соотношение между указанными параметрами, как следует из расчетов, справедливо и для других значений $G$. Это обусловлено двумя факторами. Во-первых, на статистические свойства излучения стоксовой компоненты ($\lambda_{S2}$) существенное дестабилизирующее влияние оказывает некогерентный режим ВКР, а во-вторых, для стоксового излучения ($\lambda_{S1}$) стабилизирующее воздействие оказывает четырехфотонный параметрический процесс, приводящий к генерации «затравочного» стоксового излучения.

## Заключение

Установлено, что определенный вклад в зависимости $\sigma_{норм}(683)$ и $\sigma_{норм}(1907)$ дает спектральная широкополосность возбуждающего лазерного излучения. На воспроизводимость энергии импульсов излучения с $\lambda_{S1}$ = 1907 нм оказывают влияние как четырехфотонный параметрический процесс $\mathbf{k_{S1} = k_1 - (k_2 - k_{S2})}$, так и классическое двухфотонное ВКР. Благодаря этому, при одинаковых значениях инкрементов усиления ВКР для стоксовых излучений с длинами волн 683 нм и 1907 нм величина $\sigma_{норм}(1907)$ всегда меньше, чем $\sigma_{норм}(683)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ и Монгольского фонда науки и технологии (проект Ф23-МН-008), а также ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций» (задание 1.2).

## Библиографические ссылки

1. *Bischel W. K., Dyer M. J.* Wavelength dependence of the absolute Raman gain coefficient for the Q(1) transition in H2 // JOSA B. 1986. Vol. 3, Iss. 5. P. 677–682.
2. *Giordmaine J. A., Kaiser W.* Light scattering by coherently driven lattice vibration // Phys. Rev. 1966. Vol. 144., No. 2. P. 676688.
3. Effect of four-wave parametric processes on the dynamics of the Stokes components of stimulated Raman scattering / G. V. Venkin [et al.] // Sov. Phys. JETF. 1976. Vol. 43. P. 873–879.
4. *Bloembergen N., Shen Y. R.* Multimode effects in stimulated Raman emission // Phys. Rev. Lett. 1964. Vol. 13, n.24. P. 720–724.

# Статистические особенности в процессах генерации второй гармоники и ВКР преобразования при возбуждении лазерным излучением со статистикой Леви

**А. С. Грабчиков, Л. Е. Батай**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*e-mail: asg@dragon.bas-net.by*

Экспериментально исследовано преобразование лазерного излучения с характеристиками статистики Леви методами генерации второй гармоники (ГВГ) и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Показана возможность генерации излучения второй гармоники и ВКР излучения со статистическими особенностями близкими к получаемым изначально в лазере. Разный характер развития статистик при ГВГ и ВКР преобразовании в конечном счете приводит к качественно близкому результату.

***Ключевые слова:*** негауссова статистика; распределение Леви; вынужденное комбинационное рассеяние; генерация второй гармоники.

# Statistical features in second harmonic generation processes and SRS conversion at excitation by laser radiation with Lévy statistics

**A. S. Grabtchikov, L. E. Batay**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*
*e-mail: asg@dragon.bas-net.by*

Conversion of laser radiation with Levy statistics characteristics using the methods of second-harmonic generation (SHG) and stimulated Raman scattering (SRS) has been experimentally studied. Possibility of generating second-harmonic and SRS-radiation with statistical features similar to those obtained in a laser has been experimentally demonstrated. It is noted that the different nature of the development of statistics at SHG and SRS conversion ultimately leads to a qualitatively similar result.

***Key words***: non-Gaussian statistics; Levy distribution; stimulated Raman scattering; second harmonic generation.

## Введение

Изучение проявлений негауссовой статистики оптического излучения с образованием экстремальных волн насчитывает уже более 20 лет [1]. Основные закономерности их возникновения и особенности развития изложены в ряде обзоров [2–4]. Существование экстремальных волн продемонстрировано в лазерах с модуляцией добротности и с синхронизацией мод [5, 6]. Большое внимание уделено их присутствию в волоконных лазерных системах [7]. Особым направлением в исследованиях экстремальных эффектов является ВКР [3, 8].

В докладе рассматривается последовательная трансформация статистики негауссова характера излучения, генерируемого лазером, а именно, статистики Леви излучения импульсного наносекундного лазера, при генерации второй гармоники и ВКР-преобразовании излучения в режиме близком к линейному. Хотя статистика

излучения при ВКР хорошо изучена [9], её анализ в условиях присутствия экстремальных явлений рассмотрен не достаточно подробно [8].

## 1. Эксперимент

В качестве лазерного источника излучения в эксперименте использовался импульсный Nd:YAG лазер с ламповой накачкой. Он генерировал моноимпульсы с частотой 10 Гц на длинах волн основной (1064 нм) и второй (532 нм) гармоник с длительностью импульсов ≈ 17 нс (1064 нм) и ≈ 12 нс (532 нм), соответственно. При максимальной энергии ламповой накачки энергия лазерных импульсов достигала более 100 мДж. Лазер работал в многомодовом режиме по продольным и поперечным индексам.

ВКР преобразование происходило в водороде, который характеризуется отсутствием развития конкурирующих с ВКР нелинейных эффектов. Водород, сжатый при давлении 26 атм, заполнял кювету длиной 120 см. Излучение лазера фокусировалось в кювету и коллимировалось на выходе из неё. Выходящие из кюветы потоки излучения разводились пространственно двумя призмами Пеллин-Брока. Пространственно разделенные потоки дополнительно фокусировались для выделения отдельных спектральных компонент. При изменении энергии возбуждающих импульсов в экспериментах одновременно измерялись до трех потоков излучения: энергия импульсов излучения Nd:YAG лазера на основной частоте, второй гармоники, и стоксовой компоненты. Для контроля энергии импульсов использовались измерители Pulsar 2 с пироэлектрическими приемниками (Ophir). Время накопления импульсов составляло до 10 мин, при этом число импульсов, накопленных в процессе измерения для расчета статистических показателей, достигало значений 1000–6000. Для выбранных данных рассчитывались статистические характеристики и строились гистограммы энергии импульсов лазера, второй гармоники и 1-ой стоксовой компоненты.

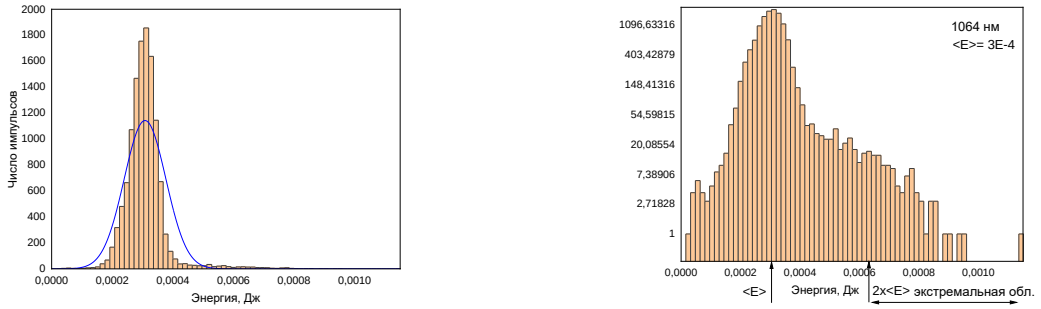
## 2. Результаты и обсуждение

В докладе основное внимание уделяется данным, полученным вблизи порога генерации, когда реализуется линейный режим с малой эффективностью преобразования. В таких условиях наблюдалось существование особого вида распределений энергии импульсов излучения, обладающих чертами статистики Леви.

Статистика Леви характеризуется двумя типами событий: событиями гауссового характера с флуктуациями энергии до 100 % относительно среднего значения, образующими экспоненциальную или колоколообразную форму распределения в зависимости от модового состава, а также наряду с ними, она включает события, имеющие флуктуации выше 100 % и образующие на гистограмме «хвост» из высокоэнергетичных событий

На рис. 1 приведен пример гистограммы энергий лазерных импульсов в пороговых условиях при энергии ламп накачки 18,5 Дж в двух представлениях. Рисунок 1, *а* демонстрирует сравнение колоколообразной части гистограммы с гауссовым распределением. Рисунок 1, *б* показывает это же распределение в логарифмическом масштабе по вертикальной оси для более наглядного представления

каналов с малым числом событий. Линией 2x на рисунке обозначена граница перехода к зоне экстремальных явлений.

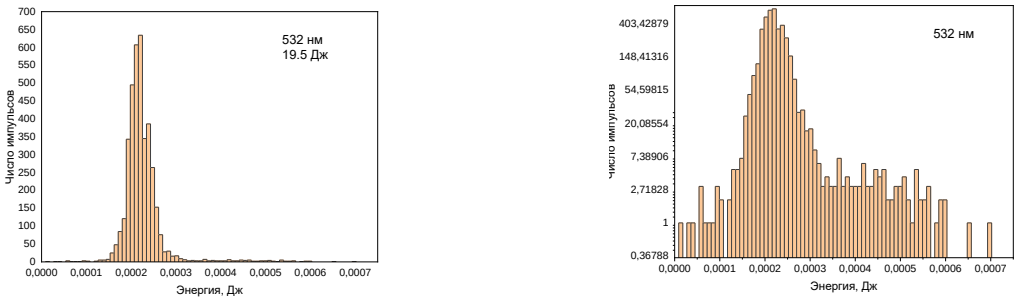



*а* *б*

*Рис. 1.* Гистограммы энергии импульсов лазера вблизи порога генерации:
*а* – в линейном представлении, *б* – в логарифмическом представлении

Полученные экспериментально гистограммы демонстрируют существенные отличия от характерных распределений пуассоновского и гауссова типа в статистике лазерного излучения. Свойства распределений, показанных на рис. 1 совпадают со свойствами распределений, приведенными в работе [9].

Рассмотрено преобразование статистики энергии импульсов излучения Nd:YAG лазера при ГВГ ($\lambda = 532$нм) и последующем ВКР-преобразовании в первую стоксову компоненту ($\lambda = 683$ нм). На рис. 2 и рис. 3 представлены соответствующие гистограммы импульсной энергии излучения.



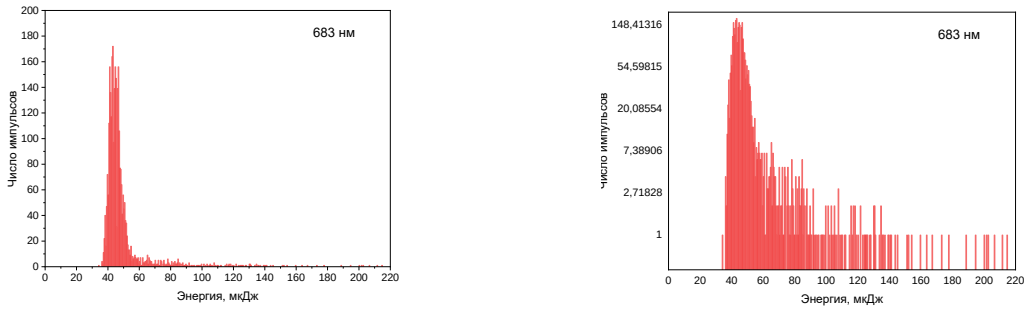

*а* *б*

*Рис. 2.* Гистограмма энергии импульсов излучения второй гармоники:
*а* – в линейном представлении, *б* – в логарифмическом представлении

Гистограмма на рис.2, представленная с линейной шкалой (рис. 2, *а*) и нелинейной (экспоненциальной по вертикали) шкалой (рис. 2, *б*), демонстрирует характерные особенности распределения энергий импульсов второй гармоники. Форма гистограммы аналогична форме гистограмм лазерных импульсов, обладающих свойствами распределения Леви.

На гистограмме энергии импульсов стоксовой компоненты ВКР (рис. 3. *б*), соответствующей энергии ламп накачки 23,5 Дж, хорошо видны экстремальные события: импульсы с энергией, превышающей среднее значение (49 мкДж) в два раза, а также более, чем в три раза. Таким образом, полученные данные указывают

на возможность переноса особенностей статистики энергии импульсов излучения такими нелинейными процессами как ГВГ и ВКР.




*а* *б*

*Рис. 3*. Гистограмма энергии импульсов излучения первой стоксовой компоненты ВКР (683 нм): *а* – в линейном представлении, *б* – в логарифмическом представлении

## Заключение

Обнаружена устойчивая генерация импульсного излучения, относящегося к статистике Леви, в наносекундном лазере с модуляцией добротности. Зарегистрированные гистограммы соответствуют распределению Леви, описанному в работе [9] и характеризуются: сдвигом стабилизированного распределения от нулевых значений энергии, сильной асимметрией, обусловленной «хвостом» из высокоэнергетичных событий, а также вытянутой вверх формой по отношению к гауссовой. Проведено экспериментальное исследование последовательного преобразования свойств гистограмм, полученных при генерации второй гармоники и импульсного стоксова ВКР-излучения, возбуждаемого ею. Результаты говорят о переносе характерной картины исходного распределения Леви, генерируемого в лазере, на стоксово излучение с большим спектральным сдвигом, что может быть использовано для решения задач спектроскопии.

## Библиографические ссылки

1. Optical rogue waves / D. R. Solli [et al.] // Nature. 2007. Vol. 450. P. 1054–1058.
2. Roadmap of optical rogue waves and extreme events / N. Akhmediev [et al.] // J. Opt. 2016. Vol. 18. P. 063001.
3. *Tlidi M., Taki M.* Rogue waves in nonlinear optics // Advances in Optics and Photonics. 2022. Vol. 14, No. P.87.
4. Roque waves and their generating mechanisms in different physical contexts / M. Onorato [et al.] // Physics Reports. 2012. P. 1–40.
5. Experimental demonstration of spatial rogue waves in the passively q-switched Nd:YAG laser / R. Navitskaya [et al.] // Opt. Lett. 2021. Vol. 46, No.15. P. 3773–3776.
6. *Soto-Crespo J.* Dissipative rogue waves: extreme pulses generated by passively mode-locked lasers / J. Soto-Crespo, P. Grelu, N. Akhmediev // Phys. Rev. E. 2011, Vol. 84, P. 016604.
7. Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser / A. F. Runge [et al.] // Opt. Lett. 2014. Vol. 39. P. 319–322.
8. *Raymer M. G., Walmsley I. A.* The quantum coherence properties of SRS // Progress in Opt. 1990. Vol. 28. P. 247–255.
9. *Bradley J. V.* The insidious L-shaped distribution // Bull. of the Psych. Society. 1982. Vol. 20. P. 85–88.

# Гауссов бозонный сэмплинг для описания фотофизики молекул

**Б. С. Мерзликин, Е. О. Филиппова**

*Томский политехнический университет, Томск, Россия, e-mail: merzlikin@tpu.ru*

В работе рассматривается принципиальная возможность описывать фотофизику молекул, в частности констаны скорости безызлучательного перехода, с использованием эмулятора гауссова бозонного семплинга.

***Ключевые слова:*** гауссов бозонный сэмплинг, константы скорости, безызлучательный переход, молекулы.

# Gaussian boson sampling for describing photophysics of molecules

**B. S. Merzlikin, E. O. Filippova**

*Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia, e-mail: merzlikin@tpu.ru*

The paper examines the fundamental possibility of describing the photophysics of molecules, in particular the rate constants of nonradiative transitions, using a Gaussian boson sampling emulator.

***Keywords:*** Gaussian boson sampling, rate constants, nonradiative transition, molecules.

## Введение

Моделирование вибронных спектров поглощения и испускания, а также расчет ключевых фотофизических параметров (сил осцилляторов, скоростей безызлучательных переходов) основываются на факторах Франка–Кондона (ФК). ФК-факторы представляют собой квадраты модулей интегралов перекрывания колебательных волновых функций на двух различных электронных потенциальных энергетических поверхностях (ПЭП) – основном (*i*) и возбужденном (*f*) [1, 2].

Фактор Франка-Кондона для перехода между колебательными состояниями $|\chi_{i,m}\rangle$ и $|\chi_{f,n}\rangle$ определяется как:

$$FC_{m\to n} = |\langle\chi_{i,m}|\chi_{f,n}\rangle|^2, \quad (1)$$

где $m$ и $n$ – наборы колебательных квантовых чисел в начальном и конечном состояниях соответственно.

Для начального и конечного электронных состояний методами квантовой химии решаются определяются равновесные геометрии $R_0^i$ и $R_0^f$ и вычисляются матрицы силовых постоянных (гессианы) $H^i$ и $H^f$ в соответствующих точках минимума. Затем решаются задачи на собственные значения для определения частот нормальных мод $\omega_k^i, \omega_k^f$ и матриц их форм $L^i$, $L^f$. Далее, в рамках гармонического приближения, волновые функции $|\chi_{i,m}\rangle$ и $|\chi_{f,n}\rangle$ являются произведениями волновых функций многомерных гармонических осцилляторов. Прямое численное интегрирование для систем с большим числом степеней свободы (3$N$-6, где $N$ – число атомов) невозможно.

## 1. Моделирования фотофизических свойств молекул

Для эффективного расчета вводятся параметры, полностью характеризующие изменение колебательной подсистемы при электронном переходе. Вероятность возбуждения колебательной моды определяется смещением её положения равновесия. В нормальных координатах начального состояния $Q^i$ это смещение $d$ задается как:

$$d = (L^i)^T \sqrt{M}\ \left(R_0^f - R_0^i\right), \tag{2}$$

где $M$ – диагональная матрица атомных масс.

Безразмерный фактор Хуанга–Райса (HR-фактор) для $k$-й моды, представляющий среднее число фононов, возбужденных в данной моде при вертикальном переходе, выражается через смещение:

$$S_k = \frac{1}{2\hbar}\omega_k^f (d_k)^2, \tag{3}$$

где смещение $d_k$ определяется формулой (2) для каждой моды $k$ и вместе образуют вектор смещения $\vec{d}$.

Изменение форм нормальных мод между двумя электронными состояниями учитывается с помощью матрицы поворота Душинского $U$ [4]. Эта унитарная матрица связывает нормальные координаты конечного $Q^f$ и начального $Q^i$ состояний:

$$\vec{Q}^f = U\,\vec{Q}^i + \vec{d}. \tag{4}$$

Здесь мы не учитываем возможное изменение частот основного и возбужденного состояний, которое выражается фактором

$$\gamma_k = \omega_k^f / \omega_k^i. \tag{5}$$

Зная полный набор параметров $\{\gamma, U, \vec{d}\}$ факторы Франка-Кондона могут быть вычислены непосредственно через многомерные интегралы перекрывания гауссовых волновых пакетов [1]. В векторно-матричной форме интеграл перекрывания между основным колебательным состоянием начальной ПЭП ($m$ = 0) и произвольным состоянием $n$ конечной ПЭП может быть выражен через производящую функцию [1, 5]:

$$\langle \chi_{i,m} | \chi_{f,n} \rangle = \sqrt{\det(\Omega)}\, e^{-\frac{1}{2} d^T \Gamma d} [\dots], \tag{6}$$

где $\Omega$ и $\Gamma$ – матрицы, зависящие от $\gamma$, $U$ и частот, а выражение в квадратных скобках [ ... ] представляет собой полином Эрмита от компонент вектора $\vec{d}$ и матриц $U$, индекс которого определяется номером $n$ в левой части.

Этот формализм позволяет проводить эффективные расчеты и моделирование, включая моделирование вибронных спектров и расчет скоростей безызлучательных переходов: По правилу Ферми, скорость внутренней конверсии пропорциональна плотности состояний, которая является суммой ФК-факторов при условии сохранения энергии.

Для повышения точности в расчёты может быть включена ангармоническая поправка [3]. Это может быть достигнуто различными методами, в частности использованием ангармонических потенциалов Морзе или Кэла-Дейзи, а также введением поправочных коэффициентов к гармоническим ФК-факторам, полученных из более точных квантово-химических расчетов или экспериментальных данных.

Ключевым прорывом в моделировании сложных молекул является использование ГБС. Данный подход позволяет эффективно вычислять ФК-факторы и моделировать спектры, представляя колебательные моды как моды бозонного поля (фотоны). При этом параметры $\{\gamma, U, \vec{d}\}$ преобразуются в матрицу ковариации $\Sigma$ и вектор смещения $\vec{\alpha}$ многомерного гауссового состояния в формализме непрерывных переменных [6]. Это состояние описывает колебательную волновую функцию конечного электронного состояния после вертикального перехода из основного состояния начальной ПЭП.

Моделирование такого состояния на ГБС-устройстве (линейно-оптическом интерферометре с сжатыми источниками на входах) позволяет получать сэмплы выходных конфигураций фотонов $n = (n_1, n_2, \ldots, n_k)$. Вероятность получения конкретной конфигурации n пропорциональна соответствующему ФК-фактору для перехода в это колебательное состояние [7]:

$$P(n) \sim FC_{\{0 \to n\}}. \quad (7)$$

Моделирование спектра: Путем многократного сэмплирования (проведения "экспериментов") строится гистограмма распределения вероятностей по колебательным энергиям$E_n = \Sigma_k \hbar\omega_k^f n_k$. Эта гистограмма напрямую соответствует форме вибронного спектра поглощения. Преимущество ГБС заключается в том, что он позволяет обойти прямое вычисление множества интегралов (6), которое становится невыполнимым для молекул с большим числом мод.

**Заключение**

Представленный формализм, основанный на параметрах $\{\gamma, U, \vec{d}\}$, предоставляет мощный аппарат для моделирования фотофизических свойств. Интеграция этого формализма с парадигмой Гауссова Бозонного Сэмплирования открывает путь к моделированию вибронных спектров сложных молекул, недоступных для классических вычислительных методов, обеспечивая квантовое превосходство в задачах молекулярной спектроскопии. Данный материал представляет собой теоретические основы вычисления фотофизики молекул на основе ГБС, реализованный авторами с помощью пакета Strawberry Fields для простейших двух-атомных молекул.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке программы Приоритет-2023- ИСП-036-198-2025.

**Библиографические ссылки**

1. *Medvedev E. S., Osherov V. I.* Radiationless Transitions in Polyatomic Molecules, Springer. 1995. V. 57.
2. Spin-vibronic mechanism for intersystem crossing / T. J. Penfold [et al.] // Chem. Rev. 2018. 118. P. 6975–7025.
3. The role of X–H bonds (X = C, N and O) in internal conversion processes: dibenzoterrylene as an example / R. R. Valiev [et al.] // Phys. Chem. Chem. Phys. 2025. Iss. 32.
4. *Duschinsky F.,* The importance of the electron spectrum in multi atomic molecules. Concerning the Franck-Condon principle // Acta Physicochim. URSS. 1937. 7. P. 551–566.
5. *Kubo R., Toyozawa Y.,* Application of the method of generating function to radiative and non-radiative transitions of a trapped electron in a crystal, Prog. Theor. Phys. 1955. 13. P. 160–182.
6. *Niu Y. L.* Promoting-mode free formalism for excited state radiationless decay process with Duschinsky rotation effect / Y. L. Niu, Q. Peng, Z. G. Shuai // Sci. China Ser. B Chem. 2008. 51 P. 1153–1158.
7. *Krivoglaz M. A., Pekar S. I.*, Proc. Inst. Phys., Acad. Sci. UkrSSR. 1953. 4. P. 37–70.

# NV-центры в алмазе как платформа для полностью оптической квантовой магнитометрии

**Д. С. Филимоненко, А. П. Низовцев, С. Я. Килин**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: d.filimonenko@dragon.bas-net.by*

В работе исследованы особенности кросс-релаксации в нулевом магнитном поле в ансамблях NV-центров в алмазе. Продемонстрировано, что амплитуда и ширина линии кросс-релаксационного резонанса в нулевом магнитном поле (ZFCR) зависят от концентрации NV-центров и температуры образца. Изучено поведение данного резонанса в продольных и поперечных магнитных полях. Реализованы способы полностью оптической квантовой магнитометрии без применения СВЧ-излучения. Результаты подтверждают перспективность ZFCR для создания компактных магнитных сенсоров.

***Ключевые слова:*** NV-центры в алмазе, квантовая магнитометрия.

# NV Centers in Diamond as a Platform for All-Optical Quantum Magnetometry

**D. S. Filimonenko, A. P. Nizovtsev, S. Ya. Kilin**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: d.filimonenko@dragon.bas-net.by*

This study investigates the features of zero-field cross-relaxation (ZFCR) in ensembles of NV centers in diamond. It demonstrates that the amplitude and width of the ZFCR line depend on NV center concentration and sample temperature. The behavior of this resonance under longitudinal and transverse magnetic fields has been examined. Methods for all-optical quantum magnetometry without microwave radiation have been implemented. The results confirm the potential of ZFCR for developing compact magnetic sensors.

***Keywords:*** NV centers in diamond, quantum magnetometry.

## Введение

Азотно-вакансионные (NV) центры в алмазе рассматриваются как одна из наиболее перспективных систем для применения в квантовых технологиях, включая сенсорику, вычисления и связь. В основе их работы часто лежит метод оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР), требующий, однако, использования СВЧ-излучения, что усложняет и удорожает приборную реализацию. В последнее время [1, 2] были предложены также полностью оптические методы измерения магнитных полей, основанные на регистрации изменений фотолюминесценции в области антипересечения уровней основного состояния (GSLAC). Несмотря на перспективность, эти подходы нуждаются в строгой ориентации кристалла и создании сильных постоянных магнитных полей смещения (~0,1 Тл), что ограничивает их практическое применение. Использование явления кросс-релаксации в нулевом поле (ZFCR) позволяет преодолеть указанные ограничения и повысить эффективность полностью оптических магнитометров [3–5]. В данной работе исследуется линия

ZFCR, в частности её зависимость от типа образца, концентрации NV-центров и температуры. Также изучены особенности кросс-релаксации в условиях поперечного магнитного поля и продемонстрирована возможность полностью оптической магнитометрии на основе ансамбля NV-центров с использованием линия ZFCR.

## 1. Экспериментальная часть

Исследование ZFCR проводилось на установке, схема которой приведена на рис. 1. Луч Nd:YAG-лазера (532 нм, 20 мВт) фокусировался на образце алмаза с помощью объектива. Фотолюминесценция собиралась через оптическое волокно и регистрировалась PIN-фотодиодом, перед которым был установлен блокирующий фильтр для подавления излучения накачки. Локальное магнитное поле создавалось двумя парами катушек Гельмгольца. На одну из катушек подавалось медленно меняющееся напряжение развертки (0,01 Гц) от генератора сигналов через источ-ник питания (PS1). Одновременно накладывалось синусоидальное напряжение более высокой частоты (ω = 560 Гц), вызывающее слабую модуляцию магнитного поля $B_1$, воздействующего на образец. Эта модуляция приводила к незначительным изменениям оптического сигнала, которые детектировались фотоприемником и синхронным усилителем.

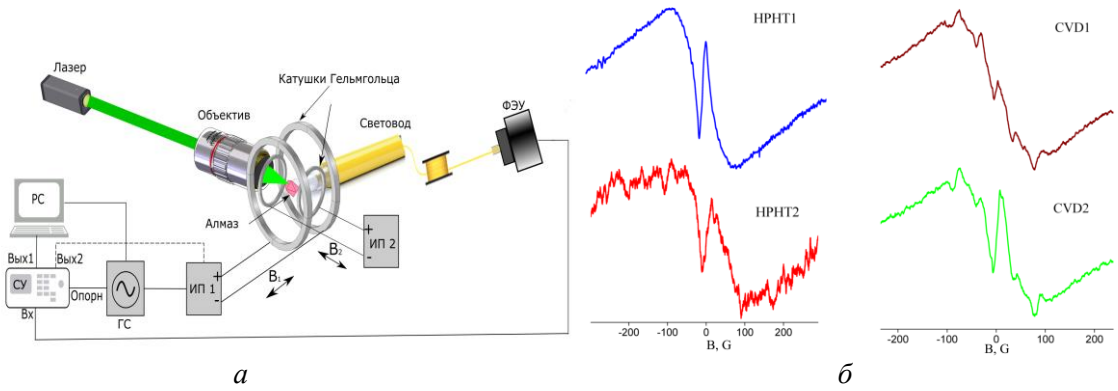


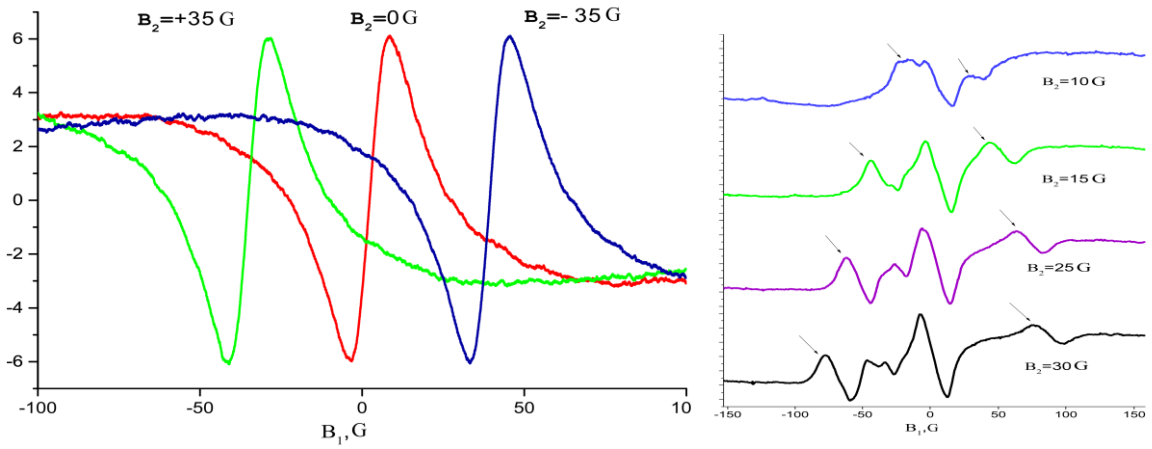

*Рис. 1.* Схема экспериментальной установки (*а*); зависимости выходного сигнала синхронного усилителя от напряженности магнитного поля для различных образцов алмаза с NV-центрами (*б*)

В процессе измерений при плавном изменении поля $B_1$ регистрировался модуляционный сигнал фотодетектора на частоте ω. Таким образом, выходной сигнал синхронного усилителя был пропорционален производной от интенсивности флуоресценции образца по магнитному полю. Вторая пара катушек Гельмгольца использовалась для генерации дополнительного магнитного поля $B_2$. В зависимости от задачи, катушки ориентировались для создания поля, сонаправленного либо ортогонального основному полю $B_1$.

В качестве основных образцов использовались монокристаллические алмазы кубооктаэдрической формы (1 мм³, образец HPHT1), синтезированные методом высокого давления и высокой температуры (HPHT), с высокой концентрацией NV-центров (~7 ppm). Также изучались образцы поликристаллического алмазного порошка (HPHT2) и монокристаллы, обогащенные изотопом $^{13}C$ (99.9999%), выращенные методом химического осаждения из газовой фазы (CVD1 и CVD2). Концентрация NV-центров в образцах CVD1 и CVD2 составляла 1,5 ppm и 4 ppm соответственно. На рис. 1, *б* представлены экспериментальные зависимости сигнала

LIA от напряженности магнитного поля для разных образцов. Ширина линии ZFCR для образцов HPHT1 и CVD2 составила около 11 Гс. Для образца CVD1 с наименьшей концентрацией NV-центров наблюдалось существенное уменьшение как амплитуды, так и ширины линии ZFCR (до 6 Гс). Для поликристаллического материала (HPHT2) ширина линии увеличивалась до 15 Гс. Была исследована также зависимость ширины линии ZFCR от температуры. При снижении температуры с +25 до -5 °C ширина линии уменьшилась с 11,1 до 10,4 Гс.

На рис. 2 представлены зависимости, полученные при различных ориентациях и величинах дополнительного магнитного поля, приложенного соосно и ортогонально относительно магнитного поля развертки. Сонаправленная конфигурация полей приводит к сдвигу положения ZFCR, пропорциональному величине дополнительного поля. При взаимно перпендикулярной ориентации наблюдается более сложная трансформация формы резонанса. В слабых полях (<10 Гс) положение дисперсионной кривой не меняется, однако её контур уширяется, а амплитуда незначительно снижается. Дальнейшее увеличение поля приводит к появлению двух дополнительных резонансов, которые по мере роста напряженности поля раздвигаются.




*а* *б*

*Рис. 2.* Зависимости сигнала синхронного усилителя от напряженности магнитного поля при приложении дополнительного магнитного поля: *а* – сонаправленного; *б* – перпендикулярного. Стрелками указаны дополнительные резонансы

## 2. ZFCR-магнитометрия

Наличие линейного участка на дисперсионной кривой, связывающей приложенное магнитное поле с выходным сигналом синхронного усилителя, позволяет использовать этот сигнал для магнитных измерений. В центре кривой сигнал синхронного усилителя равен нулю. Для проведения измерений могут быть использованы следующие подходы:

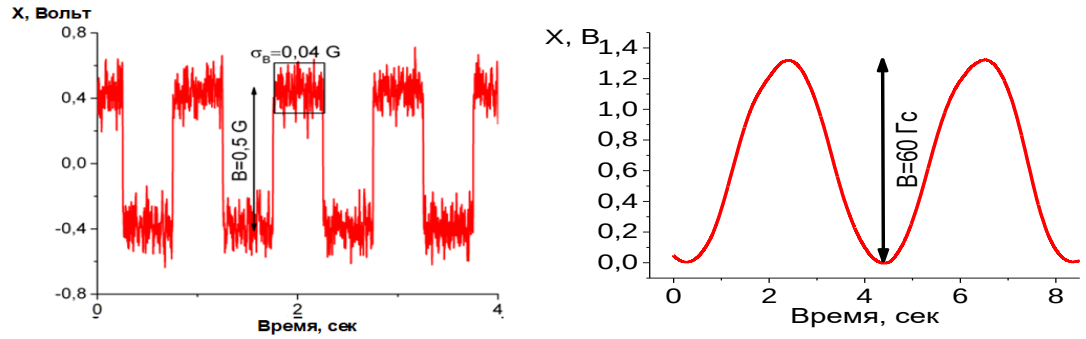
***Измерение слабых магнитных полей.***

Развертка магнитного поля отсутствует. Используется только слабая модуляция поля (~0,1 Гс). Когда измеряемое поле отклоняется от нуля, его величина напрямую фиксируется по изменению сигнала синхронного усилителя. На рис. 3, *а* показан временной отклик магнитометра на калибровочное магнитное поле (0,5 Гс), меняющееся во времени по закону прямоугольного импульса.

Среднеквадратичное отклонение сигнала в течение одного полупериода, усредненное по всему времени измерения, составило 0,04 Гс.

***Измерение сильных магнитных полей***.

Сигнал с синхронного усилителя подается через усилитель мощности на одну пару катушек. Одновременно на эти же катушки подается переменное напряжение на частоте модуляции (560 Гц). Вторая пара катушек, расположенная соосно с первой, используется для создания измеряемого магнитного поля. В данной конфигурации измеряемое поле компенсируется с помощью пропорциональной отрицательной обратной связи. Выходное напряжение синхронного усилителя (сигнал ошибки) преобразуется в управляющий сигнал для компенсирующего магнитного поля. Поля катушек точно уравновешивают друг друга, в результате чего результирующее поле на образце равно нулю. На рис. 3, *б* показана временная зависимость выходного сигнала синхронного усилителя при плавном изменении измеряемого магнитного поля в диапазоне 0–60 Гс.




*а* *б*

*Рис. 3.* Временная развертка сигнала магнитометра в режиме измерения: *а* – слабых магнитных полей; *б* – сильных магнитных полей

## Заключение

С помощью модуляционной техники получены магнитные спектры ансамблей NV-центров в алмазах, демонстрирующие выраженные резонансы в нулевом поле, амплитуда и ширина которых зависят от концентрации центров. Изучено влияние продольных и поперечных магнитных полей на эти резонансы, показан их потенциал для реализации простейших способов полностью оптической NV-магнитометрии без использования СВЧ-поля. Показана возможность измерения как магнитных полей в широком диапазоне.

## Библиографические ссылки


1. Microwave-free magnetometry with nitrogen-vacancy centers in diamond /A. Wickenbrock [et al.]. // App. Phys. Lett. 2016. 109, 053505.
2. Microwave-Free Vector Magnetometry with Nitrogen-Vacancy Centers along a Single Axis in Diamond / H. Zheng [et al.] // Phys. Rev. Appl. 2020. 13. 044023.
3. Weak Magnetic Field Resonance Effects in Diamond with Nitrogen-Vacancy Centers / D. S. Filimonenko [et al.]. // Semiconductors. 2018. 52 (14), P. 1865–1867.
4. Weak magnetic field effects on the photoluminescence of an ensemble of NV centers in diamond: experiment and modelling / D. S. Filimonenko [et al].// Semiconductors. 2020. 54(12). P. 1730–1733. Bioenergetic Stability of Organic Matter in Gray Soil (Haplic Luvisol) under Forest and Grassland / D. S. Filimonenko [et al]. //J. Appl. Spectrosc. 2022. 88(4). P. 1131–1143.

# Взаимодействие бифлуорофора 6-карбоксифлуоресцеина с циклодекстринами

**А. С. Пилипович[1)], Ф. Фань[2)], И. И. Лысенко[2)], В. А. Поведайло[1)], С. А. Тихомиров[1)], В. В. Шманай[2)]**

[1)] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: poved@ifanbel.bas-net.by*
[2)] *Институт физико-органической химии НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Методами спектрофотометрии и флуориметрии исследовано образование комплексов включения бифлуорофора $(6\text{-FAM})_2$ с α-, β- и γ-циклодекстринами в фосфатном буферном растворе (pH 9.0). Определены константы ассоциации и изменения энергии Гиббса для стехиометрии 1:1. Наибольшая константа ассоциации наблюдается для комплекса $(6\text{-FAM})_2$ с β-циклодекстрином, что объясняется оптимальным пространственным соответствием размеров гостевой молекулы и полости хозяина. Показано влияние комплекса включения $(6\text{-FAM})_2$/β-ЦД на флуоресцентный отклик системы в присутствии белка.

***Ключевые слова:*** супрамолекулярная химия; циклодекстрины; бифлуорофор; комплексы включения; константа ассоциации; флуоресценция, белок.

# Interaction of 6-Carboxyfluorescein Bifluorophore with Cyclodextrins

**H. S. Pilipovich[1)], F. Fan[2)], I. I. Lisenko[2)], V. A. Povedailo[1)], S. A. Tikhomirov[1)], V. V. Shmanai[2)]**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
e-mail: *poved@ifanbel.bas-net.by*
*Institute of Physical Organic Chemistry of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

The formation of inclusion complexes of the $(6\text{-FAM})_2$ bifluorophore with α-, β-, and γ-cyclodextrins in a phosphate buffer solution (pH 9.0) was studied by spectrophotometry and fluorimetry. The association constants and Gibbs energy changes for 1:1 stoichiometry was determined. The highest association constant was observed for the complex with β-cyclodextrin, which is explained by the optimal spatial match between the guest molecule and the host's cavity. The effect of the $(6\text{-FAM})_2$/β-CD inclusion complex on the fluorescent response of the system in the presence of protein is shown.

***Keywords:*** supramolecular chemistry; cyclodextrins; bifluorophore; inclusion complexes; association constant; fluorescence, protein.

## Введение

Супрамолекулярная химия рассматривает все виды нековалентных межмолекулярных взаимодействий в приложении к химическим, физическим и биологическим аспектам изучения сложных систем, лежащие в основе образования комплексов «хозяин-гость». Среди макроциклических соединений, выполняющих функцию хозяев, циклодекстрины (ЦД) являются одними из наиболее широко используемых в исследованиях. Гостевые молекулы представляют собой небольшие молекулы или ионы, чаще всего органические соединения, которые при взаимодействии с молекулами хозяевами изменяют свои спектральные характеристики,

биодоступность и стабильность. Способность ЦД инкапсулировать флуоресцентные красители делает их перспективными для применения в сенсорике, доставке лекарств и нанотехнологиях. В настоящей работе проведены исследования по взаимодействию комплексов включения бифлуорофора 6-карбоксифлуоресцеина $(6\text{-FAM})_2$ в буферном растворе pH 9.0 с α-, β- и γ-циклодекстринами. Определены константы ассоциации ($K_{acc}$) циклодекстринов с $(6\text{-FAM})_2$, изучено свойство комплекса в качестве флуоресцентного сенсора при взаимодействии с бычьим сывороточным альбумином (БСА). Для понимания природы взаимодействия ЦД с гостевыми молекулами использовались спектрометрические методы электронного поглощения из основного состояния, стационарной флуоресценции флуоресценции с временным разрешением.

## 1. Объекты и методы исследований

Структура описанного ранее азидного производного бифлуорофора $(6\text{-FAM})_2$ [1] представлена на рис. 1.

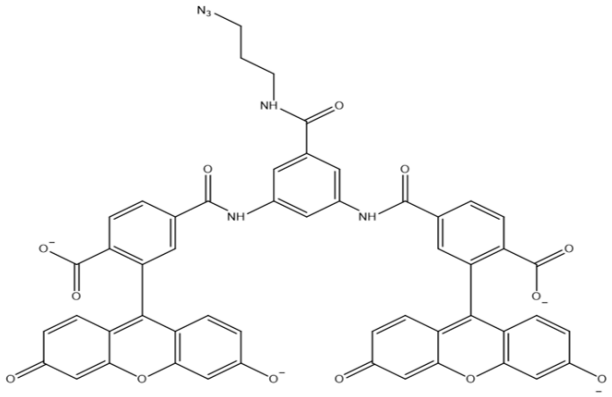


*Рис. 1.* Структурная формула *мета*-$(6\text{-FAM})_2$

При выполнении исследований в фосфатный буферный раствор (pH 9.0) с бифлуорофором добавляли α-, β- или γ-ЦД. Концентрация бифлуорофора определялась по спектрам поглощения в растворе при комнатной температуре с учетом коэффициента экстинкции в максимуме первой полосы $\varepsilon_{max} = 140000\ M^{-1}\ см^{-1}$ [1]. В качестве растворителя использовали воду milli Q. Спектры флуоресценции, а также времена жизни возбужденных состояний комплексов бифлуорофор/ЦД зарегистрированы при возбуждении излучением в максимумы полос поглощения λ~495 нм и регистрации с λ~520 нм на спектрометрическом комплексе Horiba Scientific Fluorolog-3, спектры поглощения – на спектрофотометре Shimadzy UV-3600 Plus. При исследовании использовали кварцевую кювету 1×0.5 см.

## 2. Результаты и обсуждение

При добавлении β-ЦД к раствору $(6\text{-FAM})_2$ происходит батохромный сдвиг и рост интенсивности полос флуоресценции и поглощения. На рис. 2 представлены спектры люминесценции растворов $(6\text{-FAM})_2$ при добавлении β-ЦД. Концентрация бифлуорофора при измерениях флуоресценции была постоянной и составляла $7.1 \cdot 10^{-7}$ М, концентрация β-ЦД варьировалась в пределах 0÷0.016 М. Максимум интенсивности флуоресценции $(6\text{-FAM})_2$/β-ЦД в буферном растворе со значением pH 9.0 незначительно смещается в длинноволновую область от 516 нм до 520 нм при увеличении концентрации β-ЦД. В то же время интенсивность флуоресценции увеличивается практически вдвое (рис. 3 на вставке), при этом форма спектров практически не изменяется.

Зависимость спектров поглощения $(6\text{-FAM})_2$ от концентрации β-ЦД представлена на рис. 3. В данном эксперименте концентрация бифлуорофора составляла $6.4 \cdot 10^{-6}$ М. Как видно на рисунке, максимум спектра при отсутствии β-ЦД соответствует длине волны 496 нм. При добавлении в раствор β-ЦД с максимальной

концентрацией 0.016 М, интенсивность поглощения возрастает слабее по сравнению с возрастанием флуоресценции, наблюдается увеличение оптической плотности в 1.17 раз, что отражено на вставке рис. 3. С увеличением концентрации β-циклодекстрина наблюдается незначительное батохромное смещение максимумов спектров поглощения, аналогично спектрам флуоресценции.

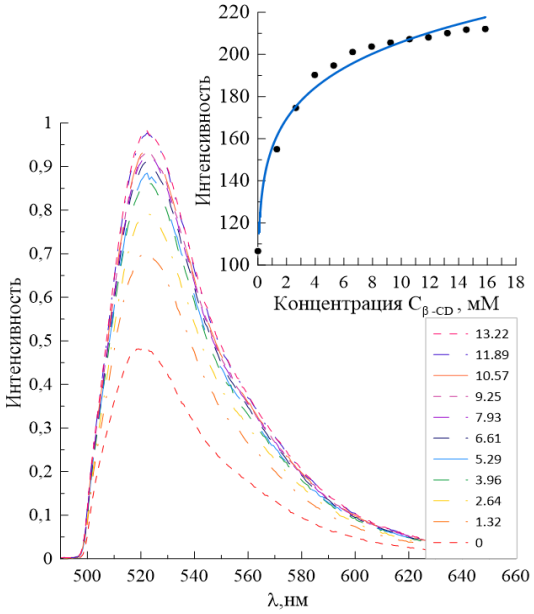



*Рис. 2.* Спектры флуоресценции смеси $(6\text{-FAM})_2$ и его комплексов с β-ЦД в буферном растворе pH 9.0 при различных концентрациях β-ЦД. На вставке: Зависимость максимумов спектров флуоресценции смеси от концентрации β-ЦД

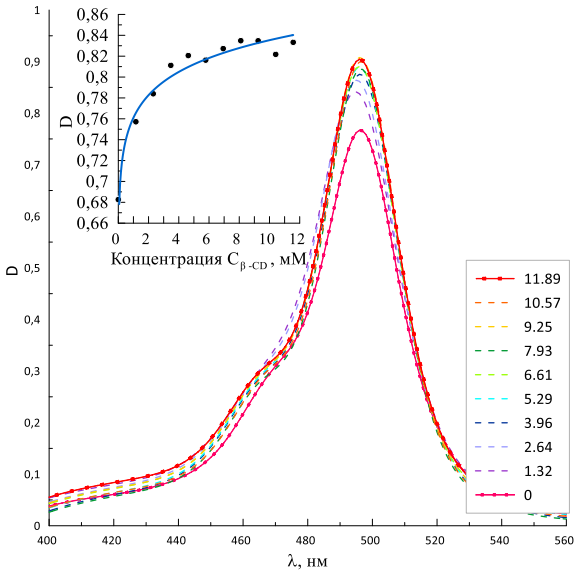



*Рис. 3.* Спектры поглощения системы $6\text{-FAM}_2$/β-ЦД. На вставке: Зависимость оптической плотности от концентрации β-ЦД

Чтобы получить больше информации о системе взаимодействий комплексов бифлуорофор/циклодекстрин, проведены аналогичные флуоресцентные измерения в буферном растворе (pH 9.0) бифлуорофора $(6\text{-FAM})_2$ в присутствии различных концентраций γ-ЦД. Смещение максимума полосы флуоресценции в низкочастотную область раствора в насыщенном состоянии с γ-ЦД относительно максимума в отсутствии ЦД составляет 2 нм, форма полосы также практически не изменяется. Максимум интенсивности флуоресценции раствора в насыщении с γ-ЦД возрастает почти в два раза.

Исследования спектров флуоресценции $(6\text{-FAM})_2$ в буферном растворе при добавлении α-ЦД (pH 9.0) обнаруживают 30 % рост максимума интенсивности флуоресценции без существенных смещений по частоте и изменений формы полос.

Аналогичные исследования по регистрации спектров поглощения растворов $(6\text{-FAM})_2$/α- и $(6\text{-FAM})_2$/γ-ЦД приводят к изменению максимумов полос на уровне 8 %, что создает большую погрешность в последующих расчетах.

В работе получены зависимости времени жизни (τ) возбужденного состояния бифлуорофора $(6\text{-FAM})_2$ от концентрации α-, β- и γ-ЦД (рис. 4). Кинетика затухания флуоресценции изучалась в диапазоне концентраций циклодекстринов (α-, β- или γ-ЦД) от 0 до ~0.016 М, что соответствует условиям насыщения. Полученные кривые были аппроксимированы в рамках одно- и двухэкспоненциальных моделей. В

первом случае наблюдается непрерывный рост значений времени жизни возбужденного состояния бифлуорофора с увеличением концентрации α-, β- и γ-циклодекстринов. Более адекватное описание экспериментальных данных обеспечила двухэкспоненциальная модель. Анализ полученных кинетических параметров выявил долгоживущую (1–3) и короткоживущую (1′–3′) компонен-ты, что свидетельствует о наличии как минимум двух различных процессов деактивации возбужденного состояния или типов комплексов включения

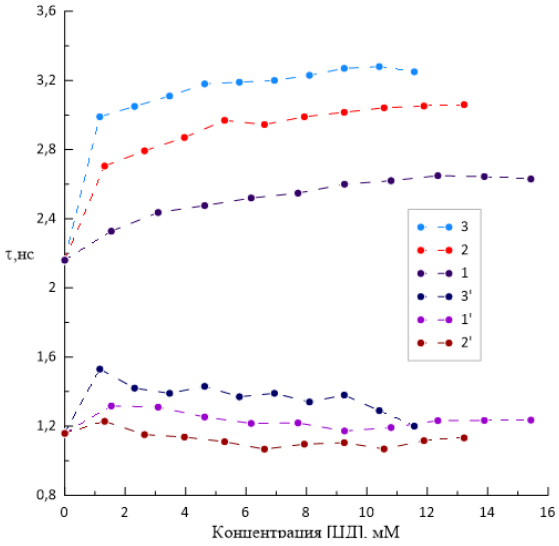



*Рис. 4.* Зависимость длительной (1–3) и короткоживущей (1′–3′) компонент времени жизни флуоресценции 6-FAM$_2$ от концентрации α-, β- и γ-ЦД, соответственно.

Таким образом, изменение интенсивностей в спектрах флуоресценции и поглощения, положения их максимумов, зависимости времени жизни возбужденных состояний указывают, что бифлуорофоры связываются с α-, β- и γ-циклодекстринами в условиях эксперимента.

Для получения численных значений констант ассоциации ($К_{асс}$) бифлуорофора (6-FAM)$_2$ с α-, β- и γ-ЦД, мы использовали уравнение Бенези-Хилдебранда (Б-Х). В этой связи регистрировалась серия спектров флуоресценции/поглощения растворов при постоянных концентрациях бифлуорофора и различных концентрациях [ЦД] в фосфатном буферном растворе со значением pH 9.0 и постоянной температуре 25 °C. Уравнение Б-Х имеет вид идентичный для спектров флуоресценции и поглощения:

$$\frac{1}{(I-I_0)} = \frac{1}{(I_{макс}-I_0)} + \frac{1}{[(I_{макс}-I_0)\cdot К_{асс}\,[ЦД]]} \qquad (1)$$

где $I_0$– интенсивность флуоресценции/поглощения раствора при отсутствии циклодекстрина, $I_1$– интенсивность флуоресценции/поглощения смеси свободных молекул и комплексов гость-хозяин, $I_{макс}$ – интенсивность флуоресценции / поглощения раствора при полном насыщении, $К_{асс}$ – константа ассоциации 1:1 комплекса.

**Константы ассоциации ($К_{асс}$) и энергии Гиббса (ΔG) комплексов (6-FAM)$_2$/ЦД**

| Комплекс | $К_{асс}$, флуоресценция, $М^{-1}$ | $К_{асс}$, поглощение, $М^{-1}$ | $\Delta G$, кДж·моль$^{-1}$ |
|---|---|---|---|
| 6-FAM$_2$/α-ЦД | 269 | - | -13,9 |
| 6-FAM$_2$/β-ЦД | 588 | 446 | -15,8 |
| 6-FAM$_2$/γ-ЦД | 517 | - | -15,5 |

*Примечания.* ΔG рассчитано по данным флуоресценции.

В таблице приведены значения констант ассоциации ($К_{асс}$) и рассчитанные величины энергии Гибса комплекса (6-FAM)$_2$/α-, β- и γ-ЦД при $T$ = 298 К. Величины $К_{асс}$ были получены из наклона прямых графических зависимостей $1/(I–I_0)$ от 1/[ЦД]. Наибольшее значение $К_{асс}$ наблюдается для комплексов (6-FAM)$_2$/β-ЦД при

регистрации по спектрам флуоресценции 588 $M^{-1}$, а по спектрам поглощения 446 $M^{-1}$. Для комплексов $(6\text{-FAM})_2$/α-ЦД и $(6\text{-FAM})_2$/γ-ЦД получены более низкие значения $K_{acc}$ по спектрам флуоресценции 269 и 517 $M^{-1}$, соответственно. Различия во взаимодействии $(6\text{-FAM})_2$ с α-, β- и γ-ЦД можно интерпретировать путем сравнения относительных размеров молекул ЦД и размеров фрагментов красителя. Размер большего диаметра внутренней полости тороидальной формы α-, β- и γ-ЦД составляет ~5.2, 6.4 и 8.3 Å соответственно [2], тогда как ширина ксантенового фрагмента, согласно нашим квантово-химическим расчетам, составляет около 5.7 Å. Таким образом, инкапсуляция исследуемых бифлуорофоров в α-ЦД затруднена и свидетельствует об частичном взаимодействии ксантенового фрагмента с циклодекстрином. Расположение хромофора внутри γ-ЦД относительно свободно, что снижает величину межмолекулярных нековалентных взаимодействий. Оптимальным вариантом инкапсуляции является комплекс $(6\text{-FAM})_2$/β-ЦД. Таким образом, результаты измерений показывают, что совместимость размеров полостей хозяин-гость в значительной степени определяют силу взаимодействия в системе.

### 3. Коньюгат комплекса $(6\text{-FAM})_2$/β-ЦД с белком BSA

В работе дополнительно проведены измерения влияния β-ЦД на интенсивность флуоресценции $(6\text{-FAM})_2$ ковалентно связанного с белком BSA (бычьим сывороточным альбумином) в буферномрастворе pH 9.0. Выполнены два эксперимента по установлению очередности добавления реагентов. В первом случае предварительно смешали $(6\text{-FAM})_2$ с β-ЦД с последующим присоединением белка методом клик-реакции. Концентрация коньюгата составляла $7.1 \cdot 10^{-7}$ М. В этом случае интенсивность флуоресценции возрастала в 1.52 раза по сравнению с отсутствием циклодекстрина. Данный эффект можно объяснить изоляцией циклодекстрином переноса энергии от электронно возбужденного бифлуорофора комплекса $(6\text{-FAM})_2$/β-ЦД на, вероятнее на всего триптофан.

Во втором случае сначала ковалентно присоединяли бифлуорофор к белку методом клик-реакции с последующим добавлением β-ЦД. При регистрации флуоресценции с различной концентрацией циклодекстрина в растворе (0, 0.074, 0.148, 0.222, 0.296 мМ) наблюдается снижение интенсивности флуоресценции до 30 %. Тушение излучения может быть связано с конкурирующим связыванием β-ЦД с гидрофобными участками белка, что приводит к снижению концентрации комплексов $(6\text{-FAM})_2$/β-ЦД, а также тушением флуоресценции бифлуорофора аминокислотами (прежде всего триптофаном) [3].

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф24-006) и Вьетнамской Академией наук и технологий (QTBY01.03/24-25).

### Библиографические ссылки

1. Fluorescent Properties of Carboxyfluorescein Bifluorophores / V. A. Povedailo [et al.] // J. of Fluoresc. 2020. Vol. 30, iss. 3. P. 629–635.
2. Cyclodextrins: Structural, Chemical, and Physical Properties, and Applications / B. G. Poulson [et al.] // Polysaccharides. 2022. Vol. 3, iss. 1. P. 1–31.
3. Фотофизические особенности протолитических равновесий бифлуорофоров флуоресцеина / Фань Фань [и др.] // Журн. прикл. спектр. 2024. Т. 91, № 5. С. 723–732.

# Спектры оптического поглощения в диффузионно-легированных кристаллах $LiNbO_3$:Cu

**С. М. Шандаров, М. Г. Кистенева, А. С. Акрестина, А. А. Колмаков, Э. В. Комов**

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия, e-mail: m-kisteneva@mail.ru*

Представлены результаты экспериментальных исследований спектральных зависимостей оптического поглощения в кристаллах ниобата лития *X*-среза, легированных медью методом высокотемпературной диффузии при температуре от 600 до 800 °С. Показано, что эти зависимости характеризуются широкими полосами поглощения в спектральных диапазонах 310 – 600 нм и 770 – 1100 нм вследствие примесного поглощения ионами $Cu^+$ и $Cu^{2+}$. Определены значения средней концентрации ионов $Cu^+$ и $Cu^{2+}$, возрастающих с увеличением температуры диффузии.

***Ключевые слова:*** ниобат лития; оптическое поглощение; спектральная зависимость, диффузия.

# Optical absorption spectra in diffusion-doped $LiNbO_3$:Cu

**S. M. Shandarov, M. G. Kisteneva, A. S. Akrestina, A. A. Kolmakov, E. V. Komov**

*Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia, e-mail: m-kisteneva@mail.ru*

This work investigates the absorption spectra of *X*-cut diffusion-doped $LiNbO_3$:Cu crystals in the range of 300÷1100 nm. Diffusion doping was carried out at temperature from 600 to 800 °C. These dependences were characterized by broad bands in the spectral ranges of 310-600 nm, and 770 – 1100 nm. This is due to impurity absorption by $Cu^+$ and $Cu^{2+}$ ions. The values of average concentrations $Cu^+$ and $Cu^{2+}$ ions were determined. These concentrations increased with increasing diffusion temperature.

***Keywords:*** lithium niobate; optical absorption; spectral dependence, diffusion.

## Введение

Элементы на основе ниобата лития ($LiNbO_3$) широко используются в интегрально-оптических устройствах и системах обработки оптической информации. Это обусловлено его высокими электрооптическими и нелинейно-оптическими свойствами, многофункциональностью и технологичностью. Одной из важных особенностей $LiNbO_3$ является присущая ему изоморфная структура, что позволяет управлять его свойствами в широких пределах. Такое управление осуществляется путем варьирования состава относительно стехиометрии и/или легирования различными примесями.

Достаточно много исследований [1, 2] посвящено кристаллу $LiNbO_3$:Fe, применяемому в качестве фоторефрактивного материала для голографической записи информации. В том числе, объемно-легированный кристалл $LiNbO_3$:Fe используется в оптических пинцетах, так как ионы железа обеспечивают высокий фотовольтаический отклик [3, 4].

Следует заметить, что легированный медью кристалл $LiNbO_3$:Cu также является материалом с хорошими фотовольтаическими свойствами [5]. Тем не менее, в настоящее время влияние катионов Cu на особенности структуры $LiNbO_3$:Cu, ее дефектность, и нелинейно-оптические и сегнетоэлектрические свой-ства изучены недостаточно полно. Образцы $LiNbO_3$:Cu могут быть получены методом высокотемпературной диффузии Cu из металлических и оксидных пленок в нелегированные подложки ниобата лития [6–9]. Возможность регулирования концентрации примеси и толщины микроструктурированного слоя является важным преимуществом по сравнению с традиционным способом легирования путем добавления примеси в исходную шихту. Диффузионное легирование медью приводит к появлению дефектов в виде ионов в зарядовых состояниях $Cu^+$ и $Cu^{2+}$, которые оказывают влияние как на оптические, так и на фотовольтаические свойства $LiNbO_3$:Cu [6–9]. Эти дефекты играют роль донорных и ловушечных центров, от которых зависит эффективность формирования электрических полей в фотовольтаических пинцетах [10].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния температуры диффузии на спектральные зависимости оптического поглощения в кристаллах $LiNbO_3$:Cu.

## 1. Экспериментальные результаты

В экспериментах исследовались пять оптически полированных пластин из конгруэнтного ниобата лития *X*-среза размерами 2×5×15 мм$^3$. Пластина 1 оставалась нелегированной и использовалась в качестве контрольного образца. На *X*-поверхности пластин ниобата лития (образцы 2, 3, 4 и 5) наносились медные пленки толщиной 800 нм. На пластины 2 и 3 покрытие наносилось с двух сторон, на пластины 4 и 5 – с одной. Далее в атмосфере аргона проводилась диффузия в течение 12 часов при различных температурах, значения которых приведены в табл. 1. Затем происходил последующий процесс естественного охлаждения за время порядка 12 часов. Спектральные зависимости оптического пропускания для нелегированного (пластина 1) и легированных образцов (пластины 2–5) регистрировались на спектрофотометре СФ-56 в диапазоне 310 – 1100 нм.

*Таблица 1*

**Параметры образцов и условия диффузионного легирования**

| № пластины | Размеры | Толщина пленки меди | Температура диффузии, °C |
|---|---|---|---|
| 1 | 2×5×15 мм$^3$ | | |
| 2 | 2×5×15 мм$^3$ | 800 нм, с двух сторон | 600 |
| 3 | 2×5×15 мм$^3$ | 800 нм, с двух сторон | 700 |
| 4 | 2×5×15 мм$^3$ | 800 нм, с одной стороны | 750 |
| 5 | 2×5×15 мм$^3$ | 800 нм, с одной стороны | 800 |

На рис. 1 приведены экспериментальные спектральные зависимости коэффициента пропускания $T(\lambda)$ нелегированного и легированных медью кристаллов ниобата лития. Как видно из рис. 1, для образца $LiNbO_3$:Cu, легированного при темпе-

ратуре $T_1$ = 600 °C, наблюдалось уменьшение оптического пропускания в спектральном диапазоне λ = 320–500 нм, по сравнению с исходными значениями, наблюдавшимися до проведения диффузии. На длине волны 335 нм уменьшение коэффициента пропускания составило 37,5 %. Увеличение температуры диффузии до $T_3$ = 750 °C приводило к уменьшению оптического пропускания в спектральных диапазонах 320–650 нм и 820–1100 нм. При этом в диапазоне 345–440 нм коэффициент пропускания падал более чем на 60 %, а при температуре отжига $T_4$ = 800 °C он уменьшался во всем исследованном спектральном диапазоне.

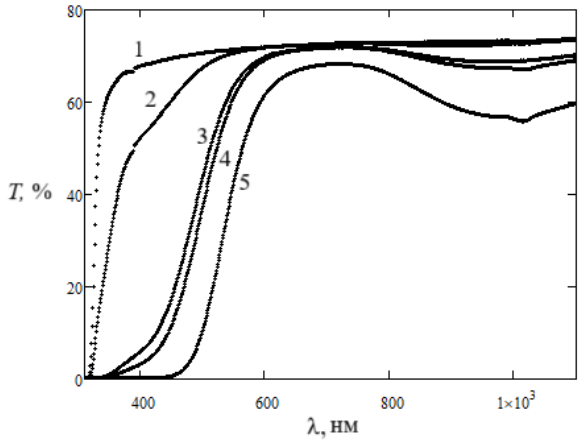



*Рис. 1.* Спектральные зависимости коэффициента пропускания ниобата лития:
1 – для нелегированного образца; 2–5 – для легированных медью образцов при температурах диффузии $T_1$ = 600 °C, $T_2$ = 700 °C, $T_3$ = 750 °C и $T_4$ = 800 °C соответственно

Из полученных данных по известной методике [11] были определены усредненные по толщине спектральные зависимости показателя поглощения, представленные на рис. 2. Для образца № 5 с большим поглощением на длинах волн 310–414 нм (2) спектр поглощения приведен в диапазоне 415–1100 нм.

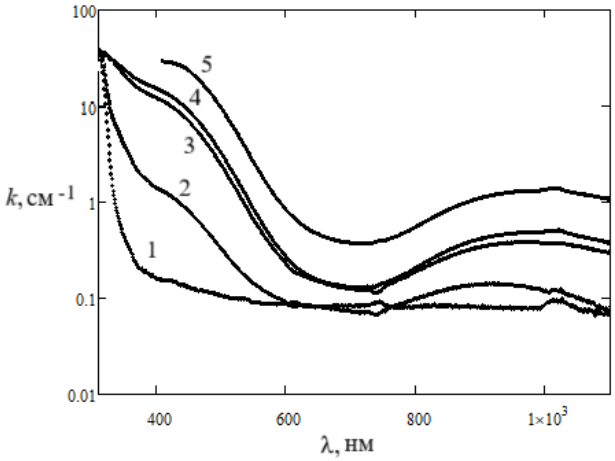



*Рис. 2.* Спектральные зависимости показателя поглощения в ниобате лития:
1 – в нелегированном образце; 2–5 в легированных медью образцах при температурах диффузии $T_1$ = 600 °C, $T_2$ = 700 °C, $T_3$ = 750 °C, $T_4$ = 800 °C соответственно

Увеличение температуры диффузии приводит к значительному росту показателя поглощения кристаллов $LiNbO_3$:Cu в спектральном диапазоне 310–600 нм. Максимальное увеличение показателя поглощения для образца 2 наблюдалось на длине волны 320 нм и составило величину $\Delta k_2 \sim 8{,}42$ см$^{-1}$. Для образцов 3 и 4 максимальное увеличение показателя поглощения $\Delta k_{3,4} \sim 29$ см$^{-1}$ было зафиксировано на длине волны 327 нм.

## 2. Анализ и обсуждение результатов

Как видно из рис. 2, в кристаллах $LiNbO_3$:Cu наблюдаются две широкие полосы поглощения. Для образца 2 эти две полосы проявляются в спектральных диапазонах 325–600 нм и 770–1100 нм. С увеличением температуры диффузии до 700–800 °С (образцы 3–5) происходит уширение этих полос и значительное увеличение усредненного показателя поглощения.

Появление полос поглощения в диапазонах 315–600 нм, и 770–1100 нм в кристаллах $LiNbO_3$:Cu связывается с примесным поглощением центрами $Cu^+$ и $Cu^{2+}$ [6, 7]. Концентрацию ионов в зарядовых состояниях $Cu^+$ и $Cu^{2+}$ в кристаллах $LiNbO_3$:Cu можно рассчитать по формулам [6]:

$$C_{Cu^+} = 2 \cdot 10^{21} \cdot k_{477\,нм}, \quad (1)$$

$$C_{Cu^{2+}} = 6{,}8 \cdot 10^{22} \cdot k_{1040\,нм}, \quad (2)$$

где $C_{Cu^+}$ и $C_{Cu^{2+}}$ – концентрации ионов в состояниях $Cu^+$ и $Cu^{2+}$; а $k_{477\ нм}$ и $k_{1040\ нм}$ – значения показателя поглощения на длинах волн 477 и 1040 нм.

Выражения (1) и (2) позволили оценить средние значения концентрации ионов $Cu^+$ и $Cu^{2+}$ для кристаллов $LiNbO_3$:Cu, легированных при различных температурах. Эти значения приведены в табл. 2.

*Таблица 2*

**Расчетные средние значения концентрации ионов в состояниях $Cu^+$ и $Cu^{2+}$ в диффузионно-легированных кристаллах $LiNbO_3$:Cu**

| № пластины | Температура диффузии, °С | $C_{Cu^+}$, м$^{-3}$ | $C_{Cu^{2+}}$, м$^{-3}$ |
|---|---|---|---|
| 2 | 600 | $1{,}01 \cdot 10^{23}$ | $7{,}23 \cdot 10^{23}$ |
| 3 | 700 | $8{,}23 \cdot 10^{23}$ | $2{,}43 \cdot 10^{24}$ |
| 4 | 750 | $1{,}08 \cdot 10^{24}$ | $3{,}14 \cdot 10^{24}$ |
| 5 | 800 | $3{,}05 \cdot 10^{24}$ | $8{,}65 \cdot 10^{24}$ |

Как видно из табл. 2, увеличение температуры диффузии меди с 600 С до 800 °С приводит к увеличению концентрации как ионов $Cu^+$, так и ионов $Cu^{2+}$, более чем на порядок.

## Заключение

Таким образом, диффузионное легирование медью кристаллов ниобата лития приводит к уменьшению оптического пропускания в спектральном диапазоне 310–1100 нм, по сравнению с исходными значениями, наблюдавшимися до проведения диффузии. На спектральной зависимости оптического поглощения наблюдаются широкие полосы в областях 310–600 и 770–1100 нм, связанные с примесного поглощением центрами в зарядовых состояниях $Cu^{+}$ и $Cu^{2+}$. Средние значения концентрации этих ионов растут с увеличением температуры диффузии.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания FEWM-2023-012 на 2023 – 2025 гг.

## Библиографические ссылки

1. *Arizmendi, L.* Photonic applications of lithium niobate crystals // Physica Status Solidi (A). 2004. Vol. 201, iss. 2. P. 253–283
2. *Максименко, В. А.,* Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. / В. А. Максименко, А. В. Сюй, Ю. М. Каппец. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 96 с.
3. Highly reduced iron-doped lithium niobate for optoelectronic tweezers / M. Esseling [et al.] // Appl. Phys. B. 2013. Vol. 113, iss. 2. P. 191–197.
4. Optimization of particle trapping and patterning via photovoltaic tweezers: role of light modulation and particle size / J. Matarrubia [et al.] // J. Phys. D Appl. Phys. 2014. Vol. 47, iss. 26. P. 265101.
5. *Volk T. and Wöhlecke M.* Lithium Niobate. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
6. Photorefractive properties of $LiNbO_3$ crystals doped by copper diffusion / K. Peithmann [et al.] // Physical Review B. 2000. Vol. 61, iss. 7. P. 4615–4620.
7. Динамика формирования пропускающих голограмм в кристаллах ниобата лития, легированных медью методом высокотемпературной диффузии / К. М. Мамбетова [и др.] // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 8−9. С. 675–682.
8. Динамические фоторефрактивные голограммы в диффузионно-легированных кристаллах ниобата лития: технология и применение / С. М. Шандаров [и др.] //ХОЛОЭКСПО 2024: XXI Межд. конф. по голографии и прикл. оптич. технологиям: тезисы докл. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2024. С. 270–273.
9. Динамические фоторефрактивные голограммы в кристаллах $LiNbO_3$, легированных методом термической диффузии / А. А. Колмаков [и др.] // Оптический журнал. 2025. Т. 92. № 7. С. 26–34.
10. Агрегирование диэлектрических наночастиц на X-срезе кристалла $LiNbO_3$:Cu электрическими полями фоторефрактивных голограмм / К. М. Мамбетова [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т. 62, № 4 (736). С. 89–93.
11. *Уханов Ю. И.* Оптические свойства полупроводников. Под ред. В.М. Тучкевича. – Москва: Наука; 1977. 366 с.

# Проявление электронно-колебательного взаимодействия возбужденных состояний в квазилинейчатых спектрах порфина

**С. М. Арабей, С. В. Слонская, А. А. Нехайчик**

*Белорусский государственный аграрный технический университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: serguei.arabei@gmail.com*

При 4,2 К получены квазилинейчатые спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции двух типов примесных центров порфина в матрице *н*-октана. Установлено, что в области $S_2 \leftarrow S_0$-перехода имеет место существенное различие квазилинейчатой структуры спектров разных примесных центров. Показано, что наблюдаемое различие спектров является результатом сложного вибронного резонанса – результатом неадиабатического электронно-колебательного взаимодействия возбужденных состояний.

***Ключевые слова:*** порфин; квазилинейчатые спектры; вибронный аналог резонанса Ферми.

# Manifestation of the electronic-vibrational interaction of the excited states in quasi-line spectra of porphin

**S. M. Arabei, S. V. Slonskaya, A. A. Nekhaichik**

*Belarusian State Agrarian Technical University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: serguei.arabei@gmail.com*

The quasi-line fluorescence and fluorescence excitation spectra of the two types impurity centers of porphin in *n*-octane matrix were obtained at 4.2 K. It was found that in the region of $S_2 \leftarrow S_0$-transition there is a significant difference in the quasi-line structure of the spectra of different impurity centers. It has been shown that the observed difference in spectra is a result of complex vibronic resonance – is a result of nonadiabatic electronic-vibrational interaction of excited states.

***Keywords:*** porphin; quasi-line spectra; vibronic analogue of the Fermi resonance.

## Введение

Одним из стремительно развивающихся в настоящее время направлений фундаментальных исследований является молекулярная электроника (молетроника), нацеленная, прежде всего, на создание молекулярных материалов и элементов для электронных и оптоэлектронных устройств. Синтез молекул в мономерной форме или их агрегатов, исследование физико-химических и спектрально-люминесцентных свойств, фотохимических эффектов на молекулярном уровне, т. е. изучение тех параметров, которые могут быть использованы при разработке физических принципов функционирования новой элементной базы на основе молекулярных компонент, является основным направлением исследований молетроники. Высокая чувствительность многих мономерных молекул к фотовозбуждению и эффективной люминесценции уже позволило создать опытные образцы электронных схем, органических солнечных батарей, фоточувствительных элементов, химических сенсоров, новых приемников изображения и

других элементов [1, 2].

Спектрально-люминесцентные свойства молекулярных компонент, используемых в устройствах молетроники, определяются длиной волны максимумов их спектров поглощения и значением молярного коэффициента экстинкции каждой полосы, а также вероятностями переходов между соответствующими электронными и электронно-колебательными (вибронными) состояниями. При изучении таких параметров для возбужденных электронных состояний некоторых молекул необходимо учитывать эффект неадиабатического электронно-колебательного взаимодействия между ними, который в литературе называют вибронным аналогом резонанса Ферми [3]. В работах [4, 5] на примере нескольких порфиринов было обнаружено и изучено вибронное взаимодействие состояний $S_2$ и $S_1$, которое проявляется в том, что в высокоразрешённых спектрах поглощения (квазилинейчатых спектрах возбуждения флуоресценции отдельных типов примесных центров) вместо одной линии чисто электронного 0-0-перехода $S_2 \leftarrow S_0$ наблюдается «конгламерат» квазилиний. При этом имеет место сдвиг исходных уровней и перераспределение интенсивностей между переходами. Поскольку класс хлорофиллоподобных соединений имеет огромный интерес для решения многих научных и практических задач, целью настоящей работы стало спектральное исследование квазилинейчатых спектров в области второго электронного $S_2 \leftarrow S_0$ перехода родоначальника этого класса – молекулы незамещенного порфина. Кроме того, в работе исследовано неадиабатическое электронно-колебательное взаимодействие между возбуждёнными состояниями молекулы порфина.

### 1. Объект исследования и методика эксперимента

Порфин ($H_2П$), структура которого изображена на вставке рис. 1, был синтезирован по методике [6].

Измерения квазилинейчатых спектров (КЛС) флуоресценции и возбуждения флуоресценции производились для замороженного раствора $H_2П$ в *н*-октане при температуре 4.2 К на спектрометрической установке, собранной на базе двух дифракционных монохроматоров. Возбуждение флуоресценции осуществлялось излучением ксеноновой лампы ДКСШ-500, выделенным монохроматором. Регистрация флуоресценции производилась фотоумножителем ФЭУ-79, работающим в одноэлектронном режиме, и электронной системой счета фотонов. Спектр поглощения измерен на спектрофотометре PB 2201B («Солар», Беларусь) при температуре 298 К.

### 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлен спектр поглощения $H_2П$ в *н*-октане в видимой области (450–650 нм) при комнатной температуре. Спектр состоит из ряда полос небольшой интенсивности, которые в предельном углеводороде частично разрешаются на отдельные компоненты. Две длинноволновые полосы поглощения соответствуют $S_1 \leftarrow S_0$-переходу: полоса при 616 нм соответствует чисто электронному $S_1 \leftarrow S_0$-

переходу, а частично расщепленная полоса с максимумом при 563 нм – её электронно-колебательным спутникам. Две обособленные полосы в области 450–530 нм соответствуют переходам в $S_2$-состояние: в области полосы при 515 нм локализован чисто электронный $S_2 \leftarrow S_0$-переход, а уширенная полоса с максимумом при 487 нм соответствует его вибронным повторениям.

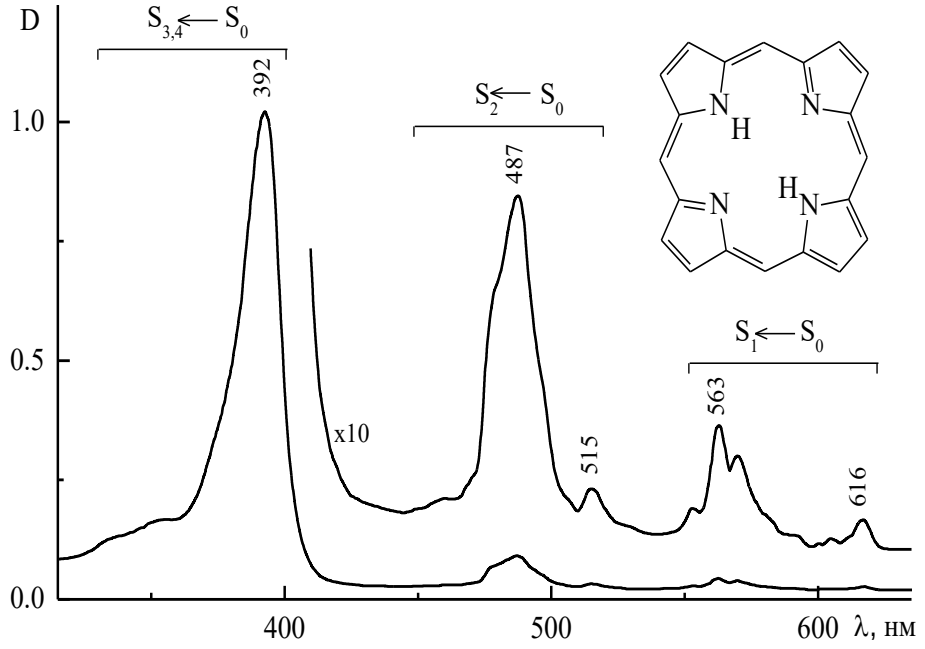



*Рис. 1.* Спектр поглощения $H_2П$ в *н*-октане при 298 К. На вставке – структура молекулы $H_2П$

При замораживании *н*-октанового раствора $H_2П$ до 4,2 К спектр флуоресценции приобретает квазилинейчатую «дублетную» структуру, которую порождают два типа пространственно изолированных молекулярных центров, отличающихся различной ориентацией примесных молекул $H_2П$ в матрице *н*-октана. Электронные $S_1 \rightarrow S_0$-переходы этих сайтов сдвинуты друг относительно друга на $\Delta\nu \approx 66$ см$^{-1}$ (612,3/614,8 нм), что и приводит к «дублетной» картине спектра флуоресценции (рис. 2, кривая 1). Дублетная структура наблюдается и для КЛС $S_1 \leftarrow S_0$ возбуждения флуоресценции (540–620 нм), т. е. имеет место «зеркальная симметрия» $S_1 \leftrightarrow S_0$–переходов как по частотам, так и по интенсивностям.

Как показывают КЛС возбуждения флуоресценции, в области $S_2 \leftarrow S_0$–перехода каждый примесный центр имеет свой специфический спектральный контур (рис. 2, кривые 2 и 3). Как и в случае работ [4, 5], причиной этого может быть неадиабатическое вибронное взаимодействие колебательных подуровней состояния $S_1$ с уровнем $S_2$. Прежде всего, обращает внимание существенное различие квазилинейчатой структуры спектров двух примесных центров в области их 0–0-перехода $S_2 \leftarrow S_0$ (область 515–520 нм). Для примесного центра 612,3 нм в этой области наблюдается достаточно интенсивная одиночная квазилиния при 518,1 нм, тогда как для примесного центра 614,8нм – три квазилинии. Линии КЛС возбуждения флуоресценции для области $S_2 \leftarrow S_0$-перехода заметно уширены по сравнению с

линиями $S_1 \leftrightarrow S_0$–переходов вследствие быстрых процессов внутренней конверсии с уровней $S_2$-состояния, сокращающих их время жизни, и увеличивая тем самым однородное уширение.

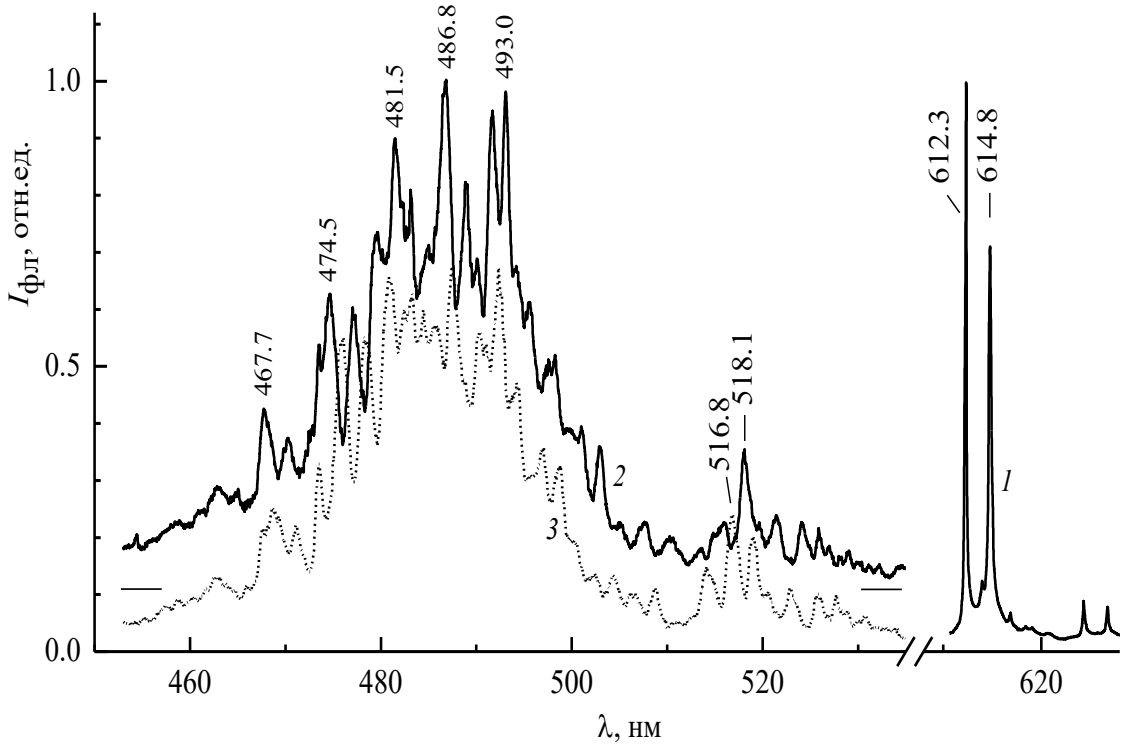



*Рис. 2.* КЛС $H_2П$ в *н*-октане при 4,2 К:
1 – головной «дублет» КЛС флуоресценции (возбуждение в области 360–590 нм);
2 – КЛС возбуждения флуоресценции в области $S_2 \leftarrow S_0$-перехода ($\lambda_{рег}$ = 612,3 нм);
3 – КЛС возбуждения флуоресценции в области $S_2 \leftarrow S_0$-перехода ($\lambda_{рег}$ = 614,8 нм)

Оценка энергетических интервалов между электронными уровнями $S_2$ и $S_1$ ($\Delta E_{S_2S_1}$) каждого примесного центра дает следующие результаты: $\Delta E_{S_2S_1}$ для примесного центра 612,3 нм составит величину ~2970 см$^{-1}$; для примесного центра 614,8 – $\Delta E_{S_2S_1} \approx$ 3090 см$^{-1}$ (здесь положение центра трёх квазилиний (516,8 нм) в области 0–0-перехода $S_2 \leftarrow S_0$ принято грубо за положение $S_2$-уровня). Согласно данным [7], молекула $H_2П$ имеет валентное $C_\beta H$-колебание с частотой ~3100 см$^{-1}$. Следовательно, рассматриваемое неадиабатическое вибронное взаимодействие, которое носит резонансный характер, в данной спектральной области будет в большей степени проявляться для примесного центра 614,8 нм. В результате, в области 0–0-перехода $S_2 \leftarrow S_0$ $H_2П$ этого примесного центра наблюдается конгломерат квазилиний, возникающих при взаимодействии колебательных подуровней состояния $S_1$ с уровнем $S_2$ из-за их близости (резонанса). Квазилиниям, возникающим в области вибронного резонанса Ферми, интенсивность «донируется» от линии 0-0-перехода $S_2 \leftarrow S_0$ [4, 5].

Сложно структурированная полоса КЛС возбуждения флуоресценции для

каждого из двух типов примесных центров $H_2П$ в *н*-октане (область 450–510 нм), соответствует электронно-колебательным спутникам чисто электронного $S_2 \leftarrow S_0$-перехода (рис. 2, кривые 2 и 3). Распределение интенсивностей квазилиний в этой области существенно отличается для каждого центра, а нерегулярность частот затрудняет интерпретацию спектров. Вероятнее всего здесь также необходимо учитывать проявление эффекта неадиабатического электронно-колебательного взаимодействия уровней. Отметим, что в работе [8] зарегистрированы высокоразрешенные спектры возбуждения флуоресценции $H_2П$ в низкотемпературной матрице неона (4 К) для области $S_2 \leftarrow S_0$-перехода (имеют большое сходство с квазилинейчатыми спектрами настоящей работы), но анализ электронно-колебательного взаимодействия возбужденных уровней не выполнен.

## Заключение

Обнаружено неадиабатическое вибронное взаимодействие колебательных подуровней состояния $S_1$ с уровнем $S_2$ примесных центров порфина в матрице *н*-октана при 4,2 К. Показано, что неадиабатическое электронно-колебательное взаимодействие носит резонансный характер и в большей степени проявляться для примесного центра 614,8 нм, у которого $S_2 - S_1$ интервал близок к частоте валентного $C_\beta H$-колебания. Результаты показывают, что учёт эффекта вибронного аналога резонанса Ферми, проявляемого для многих молекул класса порфиринов, необходим при разработке физических принципов функционирования новой элементной базы молетроники.

## Библиографические ссылки


1. *Разумов В. Ф.* Молекулярная электроника – проблемы и перспективы // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Том 76. № 2. С. 223–226.
2. *Плотников Г. С, Зайцев В. Б.* Микроэлектроника: основы молекулярной электроники: учебник для вузов – 2-е изд., испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2025. 166 с.
3. *Герцберг Г.* Электронные спектры и строение многоатомных молекул. М.: Мир, 1969. С.68-71.
4. *Арабей С. М.* Проявление вибронного аналога резонанса Ферми в квазилинейчатых спектрах порфиринов: эксперимент и теоретический анализ / С. М. Арабей, В. А. Кузьмицкий., К. Н. Соловьев // Оптика и спектр. 2007. Т. 102. С. 765–777.
5. *Arabei S. M.* Complicated Fermi-type vibronic resonance: Untangling of the single-site quasi-line fluorescence excitation spectra of a methylated dibenzoporphin / S. M. Arabei, V. A. Kuzmitsky, K. N. Solovyov // Chem. Phys. 2008. Vol. 352. P. 197–204.
6. Preparation of porphin, substituted porphin and metal chelates thereof / Patent 3.579.533 (USA). / R. G. Yalman, Y. Springs. – Offic. Gazette, 1971, v.886, No.3.
7. Спектроскопия порфиринов: Колебательные состояния. / К. Н. Соловьев [и др.] – Мн.: Наука и техника, 1985. 415 с.
8. *Radziszewski J.G.* FT Visible Absorption Spectroscopy of Porphine in Noble Gas Matrices / J. G Radziszewski, J. Waluk, J. Michl // J. Mol. Spectrosc. 1990. Vol.140. P. 373–389.

# Фёрстеровский перенос электронной энергии в биомолекулах с внутренними вращениями флуоресцентных меток

**А. П. Блохин[1)], С. А. Тихомиров[1)], А. С. Пилипович[1)], Phung Viet Tiep[2)], Pham Hong Minh[2)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail:h.pilipovich@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] Институт физики, Вьетнамская академия наук и технологий, Ханой, Вьетнам.*

Предложен обобщённый метод расчёта кинетики фёрстеровского переноса энергии электронного возбуждения между флуоресцентными метками нежёстко связанными с биомолекулами. Рассчитаны временные зависимости переноса от ориентации диполей донора и акцептора на поверхности биомолекул и скоростей внутренней вращательной диффузии. Исследован перенос энергии между флуоресцентными молекулярными роторами SYBRGreen интеркалированными в двуцепочечные фрагменты ДНК от концентрации и вязкости растворов.

***Ключевые слова*:** фёрстеровский резонансный диполь-дипольный перенос энергии; ориентационный фактор; внутримолекулярная вращательная диффузия.

# Förster electron energy transfer in biomolecules with internal rotations of fluorescent labels

**A. P. Blokhin[1)], S. A. Tikhomirov[1)], A. S. Pilipovich[1)], Phung Viet Tiep[2)], Pham Hong Minh[2)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: h.pilipovich @imaph.bas-net.by*
*[2)] Institute of Physics, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam.*

A generalized method for calculating the kinetics of Förster electron excitation energy transfer between fluorescent labels non-rigidly bound to biomolecules is proposed. The time dependences of the transfer on the orientation of the donor and acceptor dipoles on the surface of biomolecules and the rates of internal rotational diffusion were calculated. The energy transfer between SYBRGreen fluorescent molecular rotors intercalated into double-stranded DNA fragments was studied depending on the concentration and viscosity of the solutions.

***Keywords:*** Förster resonant dipole-dipole energy transfer; orientation factor, intramolecular rotational diffusion.

## Введение

Фёрстеровский резонансный перенос энергии (FRET) важный метод в биофизике для определения меж- и внутримолекулярных расстояний в диапазоне 1–10 нм и относительной ориентации структурных элементов биомолекул. FRET является широко используемым методом анализа структуры биополимеров (ДНК, аминокислот, углеводов, дендримеров) [1]. Скорость FRET в общем виде можно определить произведением

$$w_{12} = c_{12}\kappa^2 ,$$

скалярного параметра $c_{12}$, зависящего от расстояния между центрами диполей и спектрально-оптических характеристик конкретного эксперимента, и ориентационного фактора:

$$\kappa^2 = (\mathbf{(d \cdot a)} - 3\mathbf{(d \cdot r)(a \cdot r)})^2, \quad (1)$$

где $\mathbf{d}, \mathbf{a}, \mathbf{r}$ - единичные векторы, соответственно, вдоль дипольных моментов переходов донора, акцептора и направления от центра донора к акцептору. Ориентационный фактор является важнейшей характеристикой, в сильной степени зависящей от динамики быстрых внутренних поворотов доноров и акцепторов в молекулярных комплексах. Этот параметр меняется в пределах от 0 до 4 и вносит наибольшую неопределённость при определении структур биомолекул методами флуоресцентной спектроскопии с использованием FRET. Скорость переноса энергии из-за внутренних поворотов донора и акцептора установлена для флуоресцентных меток связанных с молекулами ДНК с хорошо известной структурой и местом привязки, а также для закрепленных на биомолекулах через длинный линкер [1]. Для описания вклада внутренней вращательной подвижности донора и акцептора в скорость переноса в данной работе предложен метод представления ориентационного фактора через тензорные ориентационные корреляционные функции [2, 3].

## 1. Временные зависимости FRET

В разработанном подходе, как показано путём представления выражения для ориентационного фактора в виде неприводимых тензоров и последующих преобразований получено выражение [2, 3]

$$\begin{aligned}
\kappa^2(\Omega_1(t),\Omega_2(t),\Omega_r(t)) &= \frac{2}{3}(1+\frac{1}{5}\sum_{m=-2}^{2} D^2_{m0}(\Omega_1(t))D^{2*}_{m0}(\Omega_2(t)) + \\
&+ \sum_{m=-2}^{2}(D^2_{m0}(\Omega_1(t)) + D^2_{m0}(\Omega_2(t))D^{2*}_{m0}(\Omega_r(t)) - \\
&- \sum_{m_1,m_2=-2}^{2} C^{20}_{2020}C^{2m}_{2m_1 2m_2}D^2_{m_1 0}(\Omega_1(t))D^2_{m_2 0}(\Omega_2(t))D^{2*}_{m0}(\Omega_r(t)) + \\
&+6\sum_{m_1,m_2=-2}^{2} C^{40}_{2020}C^{4m}_{2m_1 2m_2}D^2_{m_1 0}(\Omega_1(t))D^2_{m_2 0}(\Omega_2(t))D^{4*}_{m0}(\Omega_r(t))),
\end{aligned} \quad (2)$$

где $C^{jm}_{2m_1 2m_2}$ – коэффициенты Клебша-Гордана, $D^j_{k0}(\Omega_i(t))$ – функции Вигнера, определяющие компоненты неприводимых тензоров углами $\Omega_{i=1,2}(t) - \Omega_{d,a}(t), \Omega_r(t)$ для $\mathbf{d}, \mathbf{a}, \mathbf{r}$. Используя (1), можно получить. обобщённое выражение для описания временной кинетики ориентационного фактора через ориентационные корреляционные функций, для которых разработаны и используются диффузионные модели молекулярного вращения, в том числе и для внутренних вращений. Наиболее популярна модель внутренней азимутальной диффузии, в которой векторы $\mathbf{d}, \mathbf{a}$ совершают диффузию с коэффициентами $D_1, D_2$ по азимутальным углам $\varphi_1(t), \varphi_2(t)$ в конусах с углами раствора $\eta_1, \eta_2$ Ориентация конусов диффузии донора и акцептора относительно вектора $\mathbf{r}$ определяются углами $\xi_1, \psi_1$ и $\xi_2, \psi_2$ (рис. 1).

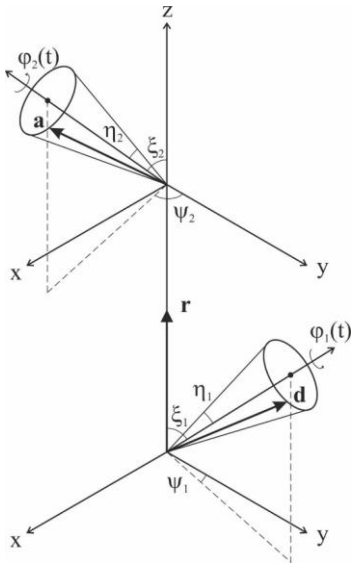



*Рис. 1*. Углы ориентации векторов $\mathbf{d}, \mathbf{a}, \mathbf{r}$ в молекулярной системе координат x, y, z в модели свободной вращательной азимутальной диффузии

Если выбрать ось z молекулярной системы параллельно вектору $\mathbf{r}$, после усреднения по углам можно получить выражение для расчёта временной кинетики ориентационного фактора

$$\kappa^2(t) = \frac{2}{3} + \frac{2}{3}F_0(\xi_1, \eta_1, t) + \frac{2}{3}F_0(\xi_2, \eta_2, t) + 2F_0(\xi_1, \eta_1, t)F_0(\xi_2, \eta_2, t) - \\ -4\cos\psi F_1(\xi_1, \eta_1, t)F_1(\xi_2, \eta_2, t) + \frac{1}{2}\cos 2\psi F_1(\xi_1, \eta_1, t)F_1(\xi_2, \eta_2, t), \quad (3)$$

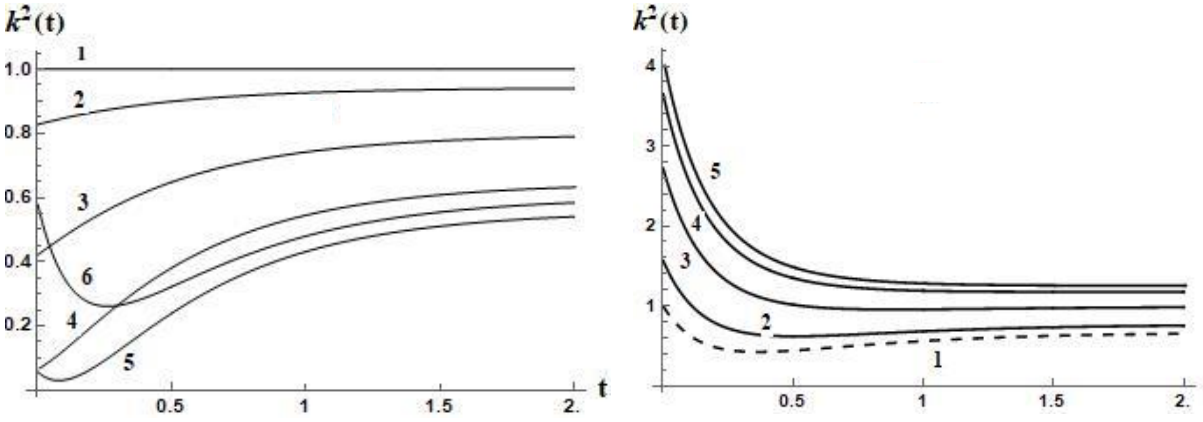
где $F_0(\xi_i, \eta_i, t) = d_{00}^2(\xi_i)d_{00}^2(\eta_i) - 3\sin\xi_i\cos\xi_i\sin\eta_i\cos\eta_i e^{-D_i t} + \frac{3}{4}\sin^2\xi_i\sin^2\eta_i e^{-4D_i t}$,

$F_1(\xi_i, \eta_i, t) = \sin\xi_i\cos\xi_i d_{00}^2(\eta_i) + (2\cos^2\xi_i - 1)\sin\eta_i\cos\eta_i e^{-D_i t} - \frac{1}{2}\sin\xi_i\cos\xi_i\sin^2\eta_i e^{-4D_i t}$,

$F_2(\xi_i, \eta_i, t) = \sin^2\xi_i d_{00}^2(\eta_i) + 2\sin\xi_i\cos\xi_i\sin\eta_i\cos\eta_i e^{-D_i t} + \frac{1}{2}(\cos^2\xi_i + 1)\sin^2\eta_i e^{-4D_i t}$,

$d_{00}^2(\beta) = (3\cos^2\beta - 1)/2$, $\psi = \psi_1 - \psi_2$.

На практике при внедрении флуоресцентных меток в сложные биомолекулярные объекты условия внутренней диффузии для донора и акцептора обычно полагают совпадающими $\xi_1 = \xi_2 = \xi$, $\eta_1 = \eta_2 = \eta$. На рис. 2 приведены рассчитанные временные зависимости ориентационного фактора в редуцированных единицах ($D_1 = D_2 = 1$)) для ориентации осей диффузионных конусов $\xi = 90°, 80°, 70°$ при увеличении угла раствора диффузионных конусов донора и акцептора $\eta$ от 0° до 50° (кривые 1–6 на рисунках слева – *а, в, д*) и $\eta$ от 54,7° до 90° (кривые 1–5 на рисунках справа – *б, г, е*).




*а* *б*

*Рис. 2.* Кинетика ориентационного фактора $\kappa^2(t)$ в редуцированных единицах времени и $D_1 = D_2 = 1$ при $\xi = 90°$ и $\eta = 0°$(кривая 1), 10°(кривая 2), 20°(кривая 3), 30°(кривая 4), 40°(*м*5), 50°(кривая 6)

Как видно из рисунков, кинетика ориентационного фактора существенным образом зависит от углов ориентации диполей и скоростей диффузии. Наблюдаются переходы между режимами падения и возрастания, а эффективность переноса, может как уменьшаться, так и увеличиваться в ходе поворотов донора и акцептора. При некоторых значениях углов в начальный момент времени перенос энергии отсутствует $\kappa^2(0) \approx 0$, но затем возникает. Это можно объяснить переходом от неблагоприятного расположения ориентаций донора и акцептора к более выгодному.

## 2. FRET в донорно-акцепторных парах флуоресцентных меток в ДНК

Для ДНК с внедрёнными флуоресцентными метками естественно выбрать молекулярную систему координат с осью z вдоль длинной оси ДНК параллельно вектору **r** . Как известно, на эффективность переноса энергии между флуоресцентными метками связанными с молекулами ДНК существенно влияет подвижность ориентация диполей донора и акцептора в местах их привязки [1]. Векторы диполей у флуоресцентных меток в ДНК обычно совершают внутреннюю диффузии примерно перпендикулярно оси z, т. е. $\xi_i \approx \pi/2$ . При переходе от донора к акцептору вдоль спирали ДНК ось диффузионного конуса акцептора повёрнута на угол $\psi$ . Как видно из рис. 3 *а, б, в, г,* характер зависимостей самым существенно меняется при повороте значений $\psi = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ . Для объяснения резкого падения анизотропии флуоресценции из-за фёрстеровского внутримолекулярного переноса энергии для коротких фрагментов ДНК предложена модель учитывающая, как внутренние повороты, так и вращательную диффузию молекулярного комплекса в целом [2]. Разработанный метод, использован для определения скоростей фёрстеровского переноса энергии и коэффициентов вращательной диффузии флуоресцентных молекулярных роторов SYBR Green интеркалированных и двуцепочечных ДНК- dsDNA с 10, 20 и 100 парами оснований от их относительной концентрации в растворах, а также от вязкости среды в ДНК.

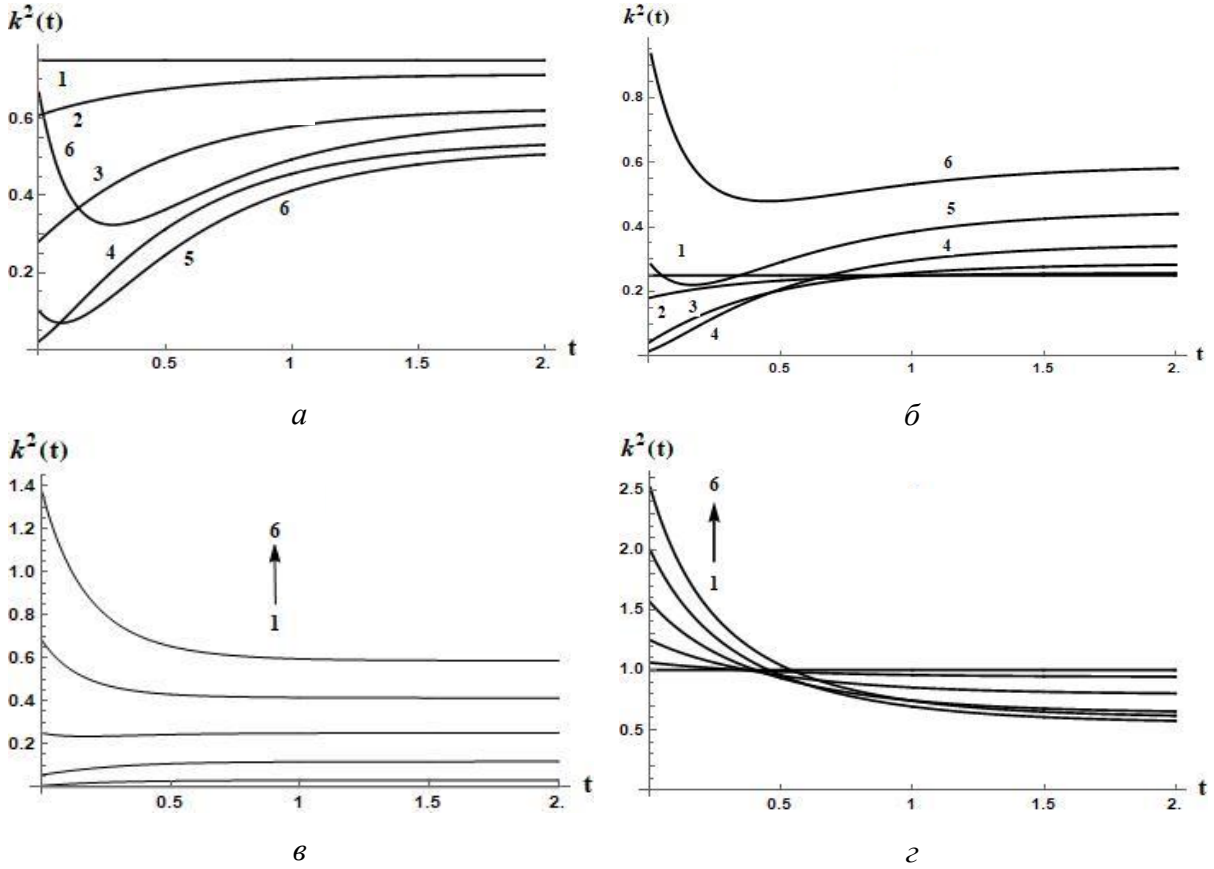



*Рис.*3. Кинетика ориентационного фактора $\kappa^2(t)$ для углов $\xi = 90°$:
*а* – $\psi = 30°$; *б* – $\psi = 60°$; *в* – $\psi = 90°$; *г* – $\psi = 180°$.
$\eta_i = 0°$ (кривая 1), 10°(кривая 2), 20°(кривая 3), 30°(кривая 4), 40°(кривая 5), 50°(кривая 6)

## Заключение

Поскольку точность определения величины ориентационного фактора в значительной степени задаёт и точность определения из эксперимента фёрстеровского радиуса переноса энергии для контроля структуры биомолекул, разработанный метод актуален для повышения информативности флуоресцентных методик на основе FRET. Измерение кинетических зависимостей может быть важным источником информации о происходящих процессах в местах локации флуоресцентных меток.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф24В-006) и Вьетнамской Академией наук и технологий (QTBY01.03/24-25).

## Библиографические ссылки

1. *Van der Meer B.* Forster Resonance Energy Transfer: From Theory to Applications / B. W. Van der Meer, D. M. Van der Meer, S. S. Vogel; – I. L. Medintz, N. Hildebrandt, Eds.; Wiley-VCH: Weinheim, Germany, 2013.
2. Резонансный перенос энергии между молекулярными роторами SYBRGreen интеркалированными в ДНК / С. А. Тихомиров [и др.] // Журн. прикл. спектр. 2023. Т. 90. С. 202–210.
3. Влияние внутренней вращательной диффузии флуоресцентных меток на временную кинетику ориентационного фактора фёрстеровского переноса энергии / А. П. Блохин [и др.] // Журн. прикл. спектр. 2025. Т. 92. С. 293–302.

# Влияние кросс-релаксационного обмена между ионами на динамику формирования и релаксации ап-конверсионной люминесценции

**М. В. Корольков**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: korolkovmv@Yahoo.com*

Исследована динамика ап-конверсионной люминесценции (АКЛ), изменения времени установления стационарного режима и скорости релаксации возбужденных уровней, обусловленное кросс-релаксационным обменным взаимодействием между редкоземельными ионами (РЗИ) при различных схемах и мощности возбуждения лазерным излучением для 3-х уровневой модели переходов РЗИ ($Nd^{3+}$:$LiYF_4$) и 8 уровневой модели для $Tm^{3+}$:$LiYF_4$.

***Ключевые слова:*** ап-конверсионная люминесценция; редкоземельные ионы; кросс-релаксационные взаимодействия; время релаксации.

# The effect of cross-relaxation exchange between ions on the dynamics of up-conversion luminescence formation and relaxation

**M. V. Korolkov**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: korolkovmv@Yahoo.com*

The dynamics of up-conversion luminescence (UCL) and modifications of the population decay rates due to cross-relaxation exchange interactions between rare-earth ions were studied for different excitation regimes, in particular, pumping power and pulse lengths. The analysis was based on numerical simulation of the UCL dynamics for model 3-level (Nd3+:LiYF4) and 8-level (Tm3+:LiYF4) transition schemes.

***Keywords:*** up-conversion luminescence; rare earth ions; cross-relaxation interactions; relaxation time.

## Введение

Ап-конверсионная люминесценция (АКЛ) ионов редкоземельных элементов (РЗИ) позволяет преобразовывать возбуждающее инфракрасное излучение в излучение видимого и ультрафиолетового диапазонов [1]. В большинстве прило-жений ап-конверсионные процессы (АКП) формируются в различных средах (кристаллах, стеклах и керамике, нанопорошках и наночастицах, оптических волокнах и тонких пленках), допированных РЗИ. Эти среды широко применяются в современных фотоэлектрических устройствах и преобразователях солнечной энергии [2], сенсорах температуры [3], в многоцветной печати, дисплеях и технологиях защиты [4] а также в лазерных системах [1, 5]. Новые горизонты открыло использование АКП в наночастицах для решения задач оптогенетики, биовизуализации, оптического контроля активности нейронов, т. е. в области так называемой «тераностики», сочетающей терапию с сенсорикой [6]. Особо следует отметить использование наночастиц, в которых АКП достигают высоких степеней нелинейности и реализуется

сверхразрешающая визуализация [7, 8]. Для возбуждения АКП используется как непрерывное, так и импульсное вплоть до фемтосекундной длительности возбуждающее излучение, что обеспечивает большую мощность возбуждающих импульсов, стимулирует возникновение нелинейных процессов, влияющих на кинетику АКЛ и временную иерархию АКП [9].

В данной работе проведено численное моделирование динамики ап-конверсионной люминесценции на примере 3-х уровневой ($Nd^{3+}$:$LiYF_4$) и 8 уровневой ($Tm^{3+}$: $LiYF_4$) схем переходов ионов редкоземельных элементов, допированных в кристаллы иттрий-литиевого фторида. Основной акцент сделан на анализе фронтов затухания люминесценции.

## 1. Скорости релаксации АКЛ: 3-х уровневая модель

В этом разделе рассматривается возможность увеличения скорости релаксации АКЛ за счет изменения условий протекания АКП, таких как интенсивность возбуждающих лазерных импульсов, концентрация РЗИ (эффективность кросс-релаксационного взаимодействия), а также длительность возбуждающего излучения $t_p$. Рассмотрим возможность оптимизации на примере 3-х уровневой модели, которая содержит минимальное число уровней, позволяющих описывать АКЛ и АКП в РЗИ. В качестве примера используем реалистические значения параметров, подобранных для ионов неодима, допированных в кристалл иттрий-литиевого фторида ($Nd^{3+}$:$LiYF_4$), путем сопоставления результатов численного моделирования с экспериментальными данными в работе [10]. Это скорости релаксации $W_2 = 1905$ с$^{-1}$, $W_3 = 20000$ с$^{-1}$, $W_{31} = bW_3 = 4000$ с$^{-1}$, $W_{32} = (1–b)\ W_3 = 16000$ с$^{-1}$, $b = 0.2$, параметр, характеризующий кросс-релаксационное обменное взаимодействие ионов неодима $s = 15600$ с$^{-1}$, скорости накачки $R_2$, изменяющуюся от 0 до 7000 с$^{-1}$ в канале 2⟶3 (при этом $R_2 = 4100$ с$^{-1}$ соответствует 22 mW). Отметим, что в канале 1⟶2 накачка существенно меньше $R_1 = R_2 / 5882$ (см. рис. 1 в работе [10]). Эти параметры для $W_i$, $b$ и $R_2/R_1 = 5882$ использовались в расчетах. Мы варьируем параметры $s$ и $R_2$. Система уравнений, описывающая динамику населенностей 3-х уровневой модели АКП, имеет следующий вид:

$$\dot{n}_1 = -R_1 n_1 + W_{21} n_2 + W_{31} n_3 - s n_1 n_3 \qquad (1a)$$
$$\dot{n}_2 = R_1 n_1 - (W_{21} + R_2) n_2 + W_{32} n_3 + 2 s n_1 n_3 \qquad (1б)$$
$$\dot{n}_3 = R_2 n_2 - W_{31} n_3 - W_{32} n_3 - s n_1 n_3 \qquad (1в)$$

где $n_i$ – населенности рабочих уровней иона неодима [10]). Из (1*в*) видно, что реальная скорость релаксации 3-го уровня $G_e = (W_3 + s \cdot n_1)$ в момент $t = t_p$ выключения накачки ($R_{1,2}(t \geq t_p) \equiv 0$) зависит как от времени релаксации самого третьего уровня $W_3$, эффективности кросс-релаксационного переноса энергии $s$ между переходами 3⟶2 и 1⟶2, так и от населенности первого уровня (см. рис. 1). При этом величина населенности первого уровня $n_1$ ($t = t_p$), входящая в выражение для $G_e$, может существенно зависеть от времени, что определяется как скоростями накачки $R_1$ и $R_2$, так и параметром s, характеризующим обменное взаимодействие. На рис. 1 представлена зависимость параметра $G_e$ для населенности уровня $n_3$ при значении скорости

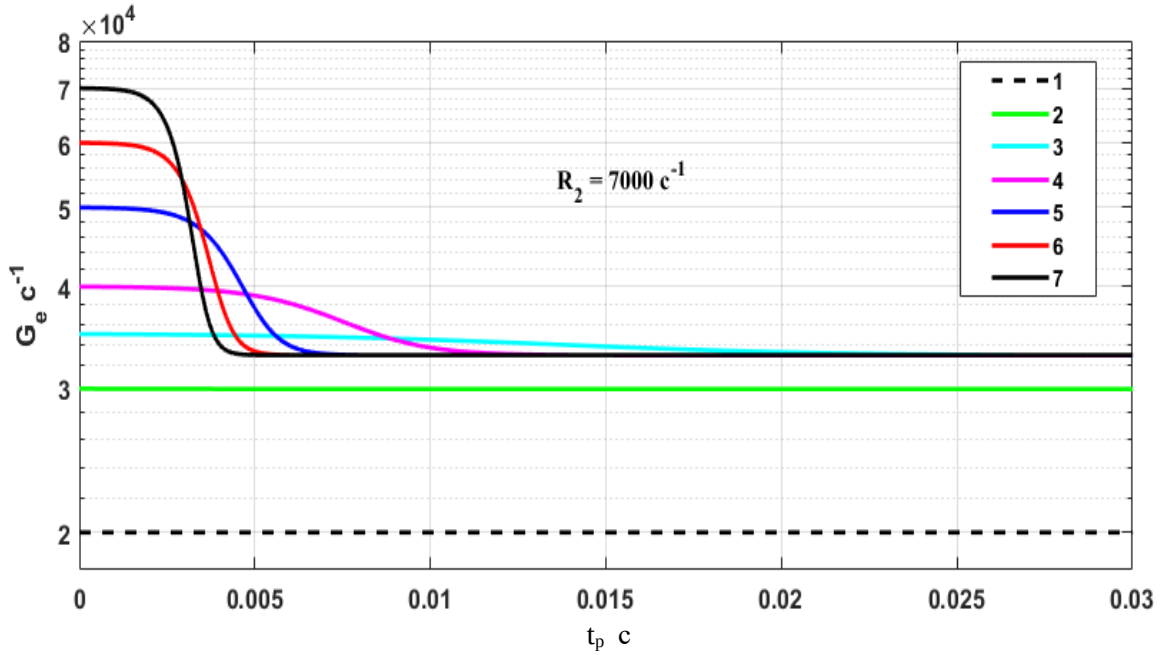



*Рис. 1*. Скорость релаксации $G_e$ населенности $n_3$ в момент окончания лазерного импульса $t_p$. Параметру $s$ = 0, 10000, 15000, 20000, 30000, 40000 и 50000 $c^{-1}$ соответствуют кривые 1–7

накачки $R_2$ = 7000 $c^{-1}$ и набора значений параметра $s$ в момент окончания $t_p$ импульсов накачки $R_{1,2}$.

Отметим, что скорость релаксации не зависит от длительности импульса накачки $t_p$ при отсутствии обменного взаимодействия ($s$ = 0 и $G_e = W_3$), и практически не зависит от $t_p$, если населенность возбужденных уровней мала, т. е. при

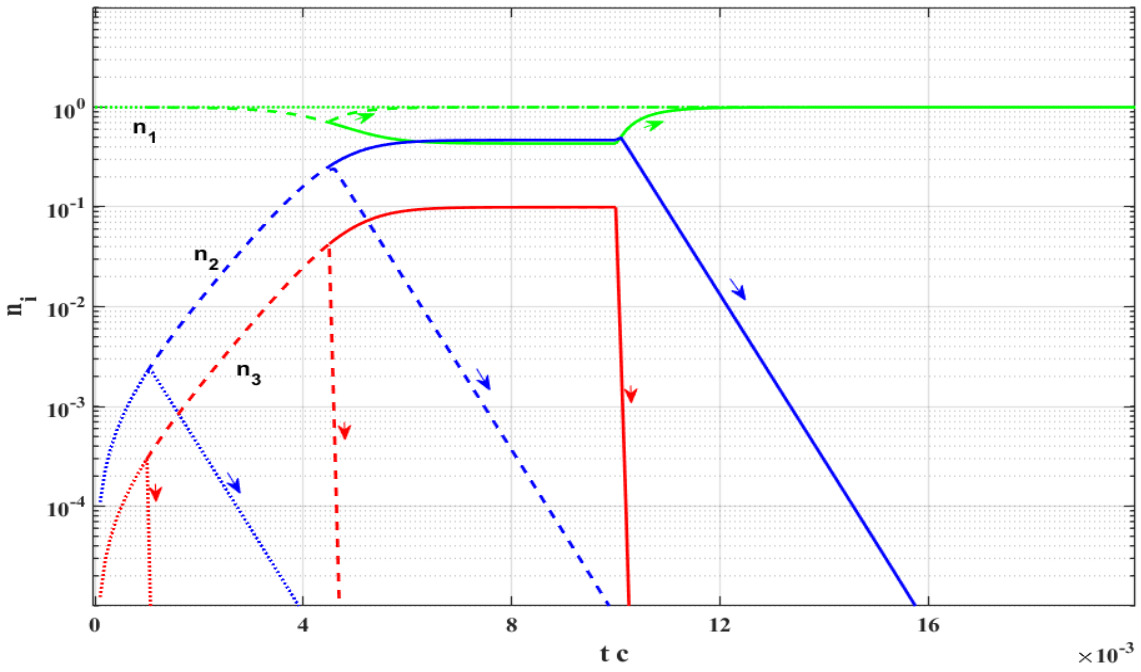



*Рис. 2.* Динамика населенности 3-х уровневой системы при $s$ = 3000 $c^{-1}$ и $R_2$ = 7000 $c^{-1}$ ($R_1 = R_2 / 5882$ ) для трех длительностей импульсов накачки $t_p$ = 0.001, 0.0045 и 0.01 с

$n_1 \approx 1$ имеем $G_e = (W_3+s\cdot n_1) \approx (W_3+s)$, см. кривая 2 ($s$ = 10000 с$^{-1}$ и $R_2$ = 7000 с$^{-1}$) на рис. 1. При уменьшении скорости накачки до $R_2$ = 3000 с$^{-1}$ населенность $n_1 \approx 1$ уже и при $s$ =10000 – 40000 с$^{-1}$ и $G_e \approx (W_3+s)$ и не зависит от $t_p$. Это приводит к практически экспоненциальному распаду населенности $n_3$ и затуханию АКЛ с $G_e \approx (W_3+s)$. В представленных на рис. 1 случаях такой же экспоненциальный распад со скоростью $G_e = (W_3+s)$ может наблюдаться и при $s$ > 1500 с$^{-1}$ при $t_p \le 0.002$ с$^{-1}$, но распад может стать уже не экспоненциальным при $s$ > 1500с$^{-1}$ и $t_p$ > 0.005 с$^{-1}$. В общем случае, скорость распада третьего уровня $G_e(t) = W_3+s\cdot n_1(t)$ может существенно меняться со временем, но распад может оставаться почти экспоненциальным, если скорость распада второго уровня много меньше, чем третьего. Этот случай показан на рис. 2, где продемонстрированы скорости затухания уровней системы для случая, представленного на рис. 1 (кривая 5). Здесь скорость затухания населенности $n_2$ существенно меньше, чем $n_3$, и за время падения населенности $n_3$ на два порядка, населенности $n_2$ и $n_1$ практически не меняются. В случае же, когда скорость распада уровня $n_2$ сравнима или даже больше, чем уровня $n_3$ то распад будет существенно не экспоненциальный. В момент $t_p$ скорость распада $G_e(t) = W_3 + s\cdot n_1(t_p)$ будет меньше, а по мере протекания процесса распад может ускориться до $G_e = W_3+s$.

## 2. Скорости релаксации АКЛ: АКЛ: 8-х уровневая модель

Для анализа влияния процессов кросс-релаксационного переноса энергии на скорости релаксации АКЛ в РЗИ с большим числом уровней и каналов обмена энергии между ионами, мы воспользовались данными для 8-ми уровневой модели, представленными в работе [11]. Как и в случае 3-х уровневой системы, скорости релаксации $n_i(t)$ зависят не только от интенсивности возбуждающего излучения и его схемы, но и от длительности импульса $t_p$. На рис. 3 приведена динамика

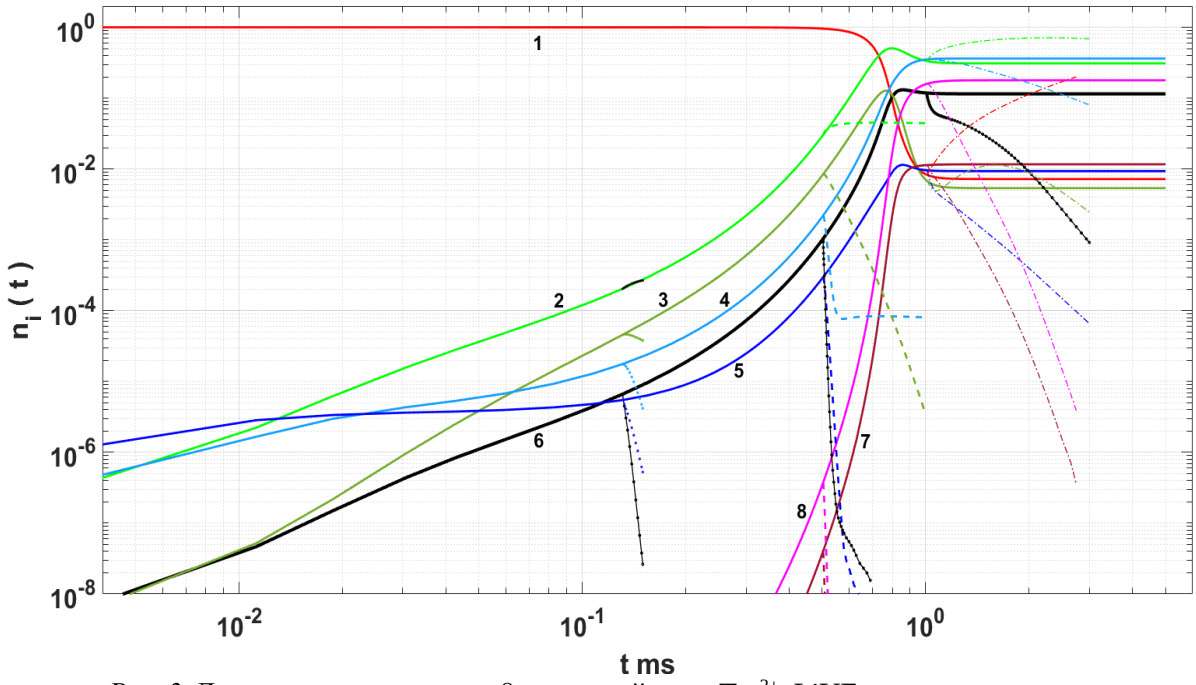



*Рис. 3.* Динамика населенности 8-и уровней иона $Tm^{3+}$: $LiYF_4$ при накачке в каналах $B_{15} = 5\cdot10^{-4}$ см$^2$/(кВт мс) и $B_{26}$ = 10 см$^2$/(кВт мс) при соотношении концентраций $N_{Tm}/N_Y = n_0 = 0.1$. Релаксация $n_i$ приведена для 3-х значений $t_p \approx 0.13$, 5.03 и 1.0 мс

населённостей всех уровней для накачки в каналах $B_{15} = 5 \cdot 10^{-4}$ см$^2$/(кВт мс) и $B_{26}$ = 10 см$^2$/(кВт мс) при соотношении концентраций $N_{Tm}/N_Y = n_0 = 0.1$ (см. подробнее в работе [11]). Для трех времен длительности импульса накачки $t_p \approx 0.13$, 5.03 и 1.0 мс (импульсы прямоугольные: $B_{ij}$ ($t < t_p$) = $B_{ij}$ , $B_{ij}$ ($t \geq t_p$) = 0) показана динамика релаксации населенности всех уровней иона тулия. Отметим неэкспоненциальность распада уровней $n_{3,4,5,6,7,8}$ ($t > t_p$) для $t_p \approx 5.03$ мс и 1.0 мс. При этом скорость релаксации верхних уровней ($n_{i\geq3}$) , больше при $t_p \approx 0.13$ мс. Отметим, что типичные скорости релаксации

$$G_i(t_1, t_2) = \frac{1}{(t_2 - t_1)} ln \frac{n_i(t_2)}{n_i(t_1)} \quad , \qquad (2)$$

населенностей высоко возбужденных уровней $n_{6,7,8}$ ($t > t_p$) при $t_2$ и $t_1$ близких к $t_p \approx 0.13$ мс составляли $G_8 \approx 460$ мс$^{-1}$, $G_7 \approx 650$ мс$^{-1}$, $G_6 \approx 260$ мс$^{-1}$; для $t_p \approx 0.5$ мс $G_8 \approx 170$ мс$^{-1}$, $G_7 \approx 230$ мс$^{-1}$, $G_6 \approx 275$ мс$^{-1}$, а в стационарном режиме $t_p \approx 1$ мс стали $G_8 \approx 1.5$ мс$^{-1}$, $G_7 \approx 6$ мс$^{-1}$ и $G_6 \approx 27$ мс$^{-1}$. При других уровнях накачки $G_i$ существенно отличаются, но лежат тоже внутри этого диапазона. Значения $G_6$ меняются от 10 мс$^{-1}$ , не достигая 260 мс$^{-1}$ , что значительно превышает скорости излучательной $w_i$ и безызлучательной $g_i$ релаксации этих уровней в отсутствии обменного взаимодействия ($w_6$=0.93 мс$^{-1}$ , $g_6 = 6 \cdot 10^{-5}$ мс$^{-1}$ )

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект № Ф24МН-001)

### Библиографические ссылки


1. *Auzel F.* Upconversion and Anti-Stokes Processes with f and d Ions in Solids // Chemical Reviews. 2004. Vol. 104. P. 139–173.
2. *Goldchmidt J. C., Fischer S.* Upconversion for Photovoltaics – a Review of Materials, Devices and Concepts for Performance Enhancement // Adv. Optical Mater. 2015. Vol. 3. P. 510–535.
3. Lanthanide doped luminescence nanothermometers in the biological windows: strategies and applications / A. Nexha [et al.] // Nanoscale 2021. Vol. 13. P. 7913–7987.
4. *Yao W.* Tunable emissions of upconversion fluorescence for security applications / W. Yao, Q. Tian, W. Wu // Adv. Opt. Mater. 2019. Vol.7. P. 1801171.
5. *Scheps R.* Upconversion laser processes // Prog. Quant. Electr. 1996. Vol. 20. P. 271–358.
6. Upconversion Nanoparticles: Design, Nanochemistry, and Applications in Theranostics. / G. Chen [et al.] //Chemical Reviews. 2014. Vol. 114, iss. 10. P. 5161–5214.
7. Nanoparticles for super-resolution microscopy and single-molecule tracking / Jin D. [et al.] // Nature methods. 2018. Vol. 15, №. 6. P. 415–423.
8. Giant nonlinear optical responses from photon-avalanching nanoparticles / Lee C. [et al.] // Nature. 2021. Vol. 589, № 7841. P. 230–235.
9. Kinetic characteristics of up-conversion luminescence in fluorophosphate glasses doped with $Tm^{3+}$ and $Yb^{3+}$ ions, excited by CW and pulsed femtosecond infrared radiation / G. Munkhbayar [et al.] // Scientific transaction of the National University of Mongolia. Physics. 2024. Vol. 36, №. 605. P. 45–49.
10. *Joubert, M. F.* Model of the photon-avalanche effect / M. F. Joubert, S. Guy, B. Jacquie. // Phys. Rev. B. 1993. Vol.48. P. 10031-10037.
11. Cascade–Avalanche Up-Conversion in $Tm^{3+}$:YLF Crystals / E. Yu. Perlin [et al.] // Opt. and Spectroscopy. 2001. Vol. 90, N 5. P. 772–781.

# Фосфоресцентные свойства индиевого комплекса этиопорфирина-I

**С. М. Арабей[1)], П. П. Першукевич[2)], М. В. Бельков[2)], Е. Д. Рычихина[3)], П. А. Стужин[3)]**

[1)] *Белорусский государственный аграрный технический университет, Минск, Беларусь, e-mail: serguei.arabei@gmail.com*

[2)] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: p.persh@ifanbel.bas-net.by*

[3)] *Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия, e-mail: stuzhin@isuct.ru*

При 298 К и атмосферных условиях зарегистрирована фосфоресценция индиевого комплекса этиопорфирина-I в поливинилбутирале. Анализ серии спектров фосфоресценции, полученных стробоскопическим методом, позволил определить длительность свечения – $\tau_P \approx 42$ мкс. Температурное поведение $\tau_P$ подтвердило тушащее действие кислорода. Установлено, что при увеличении плотности мощности возбуждения в ~300 раз, квантовый выход фосфоресценции увеличивается в ~30 раз, достигая значения $\varphi_P \approx 0.74$ %.

***Ключевые слова:*** индиевый комплекс этиопорфирина-I; спектры люминесценции; длительность и квантовый выход фосфоресценции; тушение фосфоресценции кислородом.

# Phosphorescent properties of the indium complex of ethioporphyrin-I

**S. M. Arabei[1)], P. P. Pershukevich[2)], M. V. Belkov[2)], E. D. Rychikhina[3)], P. A. Stuzhin[3)]**

[1)] *Belarusian State Agrarian Technical University, Minsk, Belarus, e-mail: serguei.arabei@gmail.com*

[2)] *B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: p.persh@ifanbel.bas-net.by*

[3)] *Ivanovo State University of Chemistry and Technology, Ivanovo, Russia, e-mail: stuzhin@isuct.ru*

Phosphorescence of the indium complex of etioporphyrin-I in polyvinylbutyral was detected at 298 K and atmospheric conditions. The analysis of a series of phosphorescence spectra obtained by the stroboscopic method allowed us to determine the duration of the glow – $\tau_P \approx 42$ μs. The temperature behavior of $\tau_P$ confirmed the extinguishing effect of oxygen. It has been found that with an increase in the excitation power density by ~300 times, the quantum yield of phosphorescence increases by ~30 times, reaching a value of $\varphi_P \approx 0.74\%$.

***Keywords:*** indium complex of etioporphyrin-I, luminescence spectra, duration and quantum yield of phosphorescence, quenching of phosphorescence by oxygen.

## Введение

Процесс эффективного заселения триплетного $T_1$-состояния, реализуемый посредством интеркомбинационных переходов, является необходимым условием наблюдения фосфоресценции у многоатомных молекул, включая порфирины.

Увеличение интенсивности фосфоресценции может быть достигнуто путём введения в структуру тетрапиррольной молекулы тяжёлого атома (например, Pd, Pt, Zn, In и др.), что приводит к частичному снятию спинового запрета для $S_1$~~>$T_1$ перехода (внутренний эффект тяжёлого атома) [1].

При комнатной температуре и окружающей атмосфере фосфоресценция подавляющего большинства металлокомплексов порфиринов в растворах и биологических системах практически полностью потушена атмосферным кислородом. Тем не менее, в работе [2] зарегистрирована фосфоресценция Pt-октаэтилпорфина (Pt-ОЭП) и Pt-тетрафенилпорфина (Pt-ТФП) в полистирольных пленках при 293 К и условиях атмосферного воздуха. Возможность наблюдения фосфоресцентного свечения при таких условиях для Pd- и Pt-комплексов порфиринов была подтверждена в работах [3–5].

Возможность наблюдения фосфоресценции Pt- и Pd-порфиринов при комнатной температуре стимулировало разработку методов определения уровня содержания молекулярного кислорода и/или визуализации его распределения в системах *in vitro* и *in vivo* [6–8].

Кислородные сенсоры, основанные на явлении тушения фосфоресценции порфириновых красителей и обладающие потенциалом клинических применений, стимулируют поиск новых пигментов, фосфоресцирующих при комнатной температуре и в контакте с окружающим воздухом. В работе [9] выполнены спектральные и фотофизические исследования фосфоресценции индиевого комплекса этиопорфирина-I (InCl-EtioP-I)) в смеси толуола и диэтилового эфира при 77 К, обладающей высоким квантовым выходом (~10 %). Цель настоящей работы – исследование особенностей фосфоресцентных свойств InCl-EtioP-I в растворе и плёнке поливинилбутираля (ПВБ) при комнатной температуре и атмосферных условиях.

## 1. Объект исследования и методика эксперимента

Индиевый комплекс этиопрфирина-I синтезирован и очищен по методике, описанной в [10], структурная формула которого изображена на вставке рис.1. Тонкие плёнки ПВБ, окрашенные InCl-EtioP-I, изготовлены методом полива на стеклянную подложку этанольного раствора пленкообразующего полимера с добавкой насыщенного раствора порфирина в этаноле.

Подробное описание аппаратуры и методик регистрации электронных спектров поглощения, спектров люминесценции (флуоресценции, фосфоресценции) и возбуждения люминесценции, а также кинетики интенсивной люминесценции и её квантового выхода приведено в работах [3, 4, 9]. Для анализа кинетических характеристик слабой фосфоресценции при температуре 298 К был применён стробоскопический метод, основанный на получении совокупности спектров фосфоресценции. Каждый спектр регистрировался через конкретный промежуток времени после ламповой вспышки, который задавался путём управления чувствительностью ФЭУ.

## 2. Результаты и их обсуждение

Электронный спектр поглощения InCl-EtioP-I в ПВБ при комнатной температуре представлен на рис. 1 (кривая *1*). Он имеет типичный вид для большинства металлокомплексов порфиринов. Согласно [9], максимум 0-0-полосы спектра фосфоресценции InCl-EtioP-I в смеси толуол+диэтиловый эфир при 77 К расположен при 708 нм. В настоящей работе фосфоресценция была зарегистрирована в плёнке ПВБ при 298 К с $\lambda_{фосф} > 670$ нм (рис. 2, кривая *1*). Очень слабая полоса при 711 нм соответствует фосфоресцентному $T_1 \rightarrow S_0$ 0-0-переходу. Изменение температуры практически не влияет на величину $S_1$-$T_1$ интервала в ПВБ при температуре 298 К ($\Delta E_{ST} \approx 3300$ см$^{-1}$), что соответствует данным [9].

Обращает на себя внимание значительное снижение интенсивности полосы Соре в спектре возбуждения фосфоресценции InCl-EtioP-I (рис. 1, кривая 2), что указывает на увеличение вероятности прямой релаксации молекулы из возбуждённого $S_{3,4}$-состояния в основное $S_0$-состояние. В работе отмечено несколько возможных причин, приводящих к такому поведению интенсивности, однако выявление истинной сущности наблюдаемого явления требует специальных исследований.

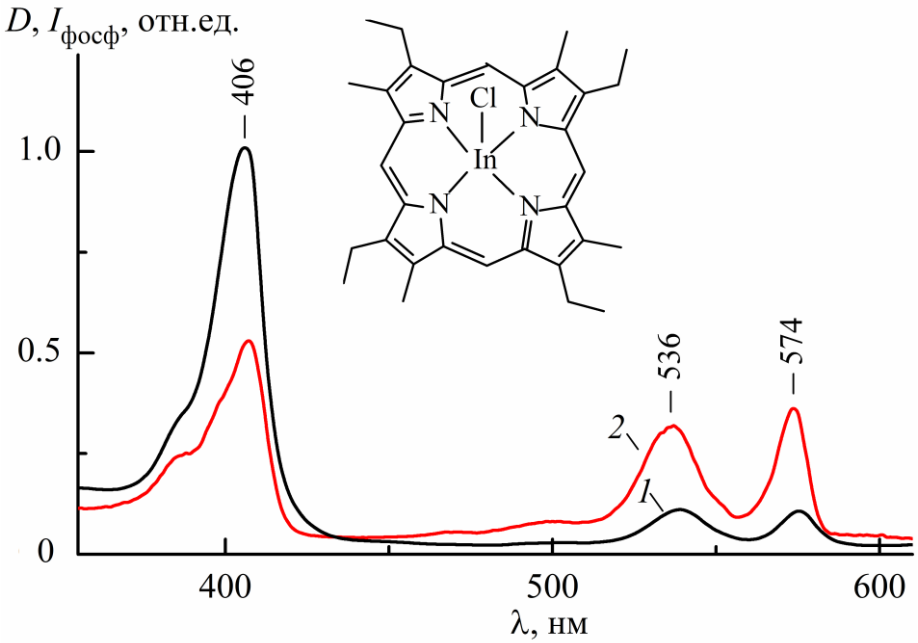



*Рис. 1.* Спектр поглощения (*1*) и возбуждения фосфоресценции (*2*) InCl-EtioP-I в ПВБ при 298 К (*1*) и 77 К (*2*). На вставке изображена структурная формула InCl-EtioP-I

Внутренний эффект тяжёлого атома для металлопорфиринов приводит к частичному снятию интеркомбинационного запрета, и как следствие – к усилению фосфоресценции [1], которая наблюдается для Pt(II)- и Pd(II)-порфиринов даже при комнатной температуре и в условиях тушащего действия атмосферного кислорода [2–5]. Несмотря на то, что атомная масса индия составляет 114,8 а.е.м. (промежуточное значение между Pt и Pd), а отношение интегральной интенсивности

фосфоресценции к интегральной интенсивности флуоресценции InCl-EtioP-I при 77 К достигает значения $I_P/I_F$ = 26.1 [9], в матрице ПВБ при 298 К регистрируется очень слабая фосфоресценция комплекса (рис. 2, кривая *1*). Такой результат является одной из особенностей исследуемого свечения, поскольку данные [5] по люминесценции Pd-ОЭП в дихлорметане при 293 К и атмосферной концентрации кислорода показывают соотношение $I_P/I_F \approx 0.3$. Можно полагать, что низкое значение $I_P/I_F$ является следствием непланарности молекулы InCl-EtioP-I [9], усиливающей безызлучательные переходы (в том числе $T_1$~~>$S_0$).

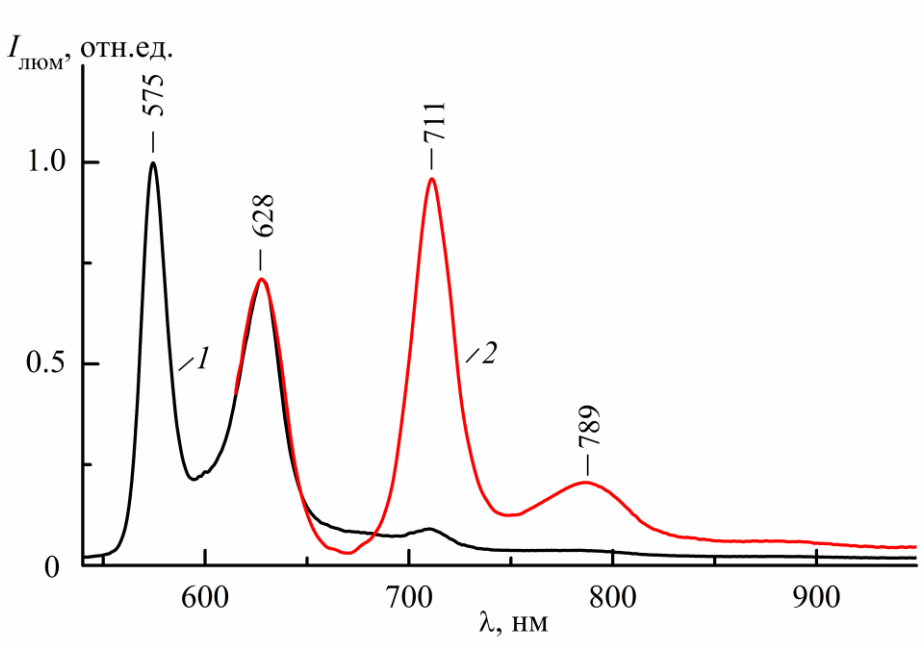



Рис. 2. Спектры люминесценции InCl-EtioP-I в ПВБ при 298 К: $\lambda_{возб}$ = 365 нм; $P_{возб}$ = 1,5 (*1*) и 500 мВт/см$^2$ (*2*)

Фосфоресценция InCl-EtioP-I в ПВБ при комнатной температуре наблюдалась с высокой интенсивностью при использовании большой плотности мощности возбуждающего излучения ($P_{возб}$). Эксперимент показал, что с ростом $P_{возб}$, отношение $I_P/I_F$ для InCl-EtioP-I в матрице ПВБ при 298 К увеличивается, т. е. $\varphi_P$ возрастает, а $\varphi_F$ уменьшается. В качестве примера, на рис. 2 показаны спектры люминесценции, полученные при $P_{возб}$ = 1,5 мВт/см$^2$ (кривая 1) и 500 мВт/см$^2$ (кривая 2), и нормированные в максимуме полосы флуоресценции при 628 нм. Увеличение интенсивности фосфоресценции связано с тем, что при увеличении $P_{возб}$ населённость $T_1$-состояния возрастает по экспоненциальному закону [11]. Соответственно, при стационарном возбуждении имеет место не только увеличение заселения триплетного состояния, но и опустошение синглетных уровней, что приводит к перераспределению $\varphi_F$ и $\varphi_P$ в пользу последнего. Согласно полученным данным, при увеличении $P_{возб}$ в ~300 раз, $\varphi_P$ увеличивается в ~30 раз (от 0,025 % до 0,74 %), т. е. изменение $P_{возб}$ приводит к симбатному поведению интенсивности фосфоресценции.

## Заключение

Основной результат настоящей работы – обнаружение и спектральная характеризация фосфоресценции индиевого комплекса этиопорфирина в полимерной матрице при комнатной температуре и атмосферных условиях. Изученные фосфоресцентные свойства InCl-EtioP-I в полимерной плёнке ПВБ при 298 К и условиях тушащего действия атмосферного кислорода могут быть полезными для применения в волоконно-оптических датчиках кислорода, для создания кислородных сенсоров в системах «*in vivo*», для разработки датчиков уровня остаточного кислорода в пищевых вакуумных упаковках и для других практических применений.

## Библиографические ссылки


1. *Соловьев К. Н., Борисевич Е. А.* Внутримолекулярный эффект тяжёлого атома в фотофизике органических молекул // Успехи физических наук. 2005. Т. 175. № 3. С. 247–270.
2. Phosphorescent polymer films for optical oxygen sensors / D. B. Papkovsky [et al.] // Biosensors & Bioelechmics. 1992. Vol.7, No.3. P. 199–206.
3. Фосфоресценция палладиевых и платиновых комплексов бензоконденсированных гидропорфиразинов / П. П. Першукевич [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. 2010. Т. 77, № 6. С. 852–866.
4. Люминесценция Pd и Pt бензогидропорфиразинов в ближнем ИК диапазоне / П. П. Першукевич [и др.] // Оптика и спектроскопия. 2020. Т. 128, Вып. 11. С. 1657–1667.
5. *Старухин А. С., Панарин А. Ю.* Влияние эффекта внутреннего тяжёлого атома на дезактивацию триплетных состояний порфиринов в присутствии молекулярного кислорода / Журнал прикладной спектроскопии. 2023. Т. 90, № 5. С. 747–753.
6. Recent development on room temperature phosphorescence / C. Liu [et al.] // Trends in Applied Spectroscopy. 2004. Vol. 5. P. 195–224.
7. *Rietveld I. B.* Dendrimers with tetrabenzoporphyrin cores: near-infrared phosphors for *in vivo* oxygen imaging / I. B. Rietveld, E. Kim, S. A. Vinogradov //Tetrahedron. 2003. V.59. P. 3821–3831.
8. *Apreleva S. V.* Tomographic imaging of oxygen by phosphorescence lifetime / S. V. Apreleva, D. F. Wilson, S. A. Vinogradov //Applied Optics. 2006. Vol.45, No. 33. P.8547–8559.
9. Luminescence of In(III)Cl-etioporphyrin-I / A. I. Koptyaev [et al.] // Int. J. Mol. Sci. 2023. V. 24, iss. 20. Art. No. 15168.
10. An Indium Synthetic Etioporphyrin for Organic Electronics: Aggregation and Photoconductivity in Thin Films / O. I. Koifman [et al.] // ChemPlusChem. 2023. V. 88, No.5. Art. No. e202300141.
11. *Дерябин М. И.* Особенности влияния интенсивности возбуждения и концентрации на заселённость триплетного уровня молекул в стеклообразных матрицах при 77 К / М. И. Деря-бин, М. В. Ерина, Н. В. Жданова // Наука. Инновации. Технологии. Физико-математические науки. 2018. № 2. С. 25–34.

# Низкотемпературная люминесценция куркумина

**В. Ю. Плавский, А. И. Третьякова, О. Н. Дудинова, А. Н. Собчук, А. В. Микулич, Л. Г. Плавская, Т. С. Ананич, В. Н. Кнюкшто, В. М. Катаркевич**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

Исследованы спектрально-флуоресцентные свойства куркумина в растворах при комнатной температуре (293 К) и в жестких стеклообразных матрицах 2-метилтетрагидрофурана и этанола при температуре жидкого азота (77 К). Показано, что переход к низкой температуре, сопровождающийся снижением эффективности безызлучательных процессов, проявляется (в зависимости от растворителя) в 4–7-кратном увеличении квантового выхода флуоресценции и длительности ее затухания, в резком снижении величины Стоксова сдвига, а также в появлении колебательной структуры в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции куркумина. В жестких стеклообразных матрицах зарегистрирована фосфоресценция, принадлежность которой куркуми-ну впервые подтверждена соответствием спектра ее возбуждения спектру возбуждения флуоресценции при 77 К; оценен квантовый выход и длительность затухания фосфоресценции.

***Ключевые слова:*** куркумин; фотосенсибилизатор; фотодинамическая терапия; флуоресценция; фосфоресценция; низкотемпературная люминесценция; квантовый выход фосфоресценции , длительность затухания фосфоресценции.

# Low-temperature luminescence of curcumin

**V. Y. Plavskii, A. I. Tretyakova, O. N. Dudinova, A. N. Sobchuk, A. V. Mikulich, L. G. Plavskaya, T. S. Ananich, V. N. Knyukshto, V. M. Katarkevich**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

The spectral and fluorescent properties of curcumin were studied in solutions at room temperature (293 K) and in rigid glassy matrices of 2-methyltetrahydrofuran and ethanol at liquid nitrogen temperature (77 K). It is shown that the transition to a low temperature, accompanied by a decrease in the efficiency of nonradiative processes, manifests itself (depending on the solvent) in a 4–7-fold increase in the quantum yield and lifetime of fluorescence, in a sharp decrease in the magnitude of the Stokes shift, as well as in the appearance of an vibrational structure in the fluorescence and excitation spectra of curcumin fluorescence. Phosphorescence was detected in rigid glassy matrices, the affiliation of which to curcumin was confirmed for the first time by the correspondence of its excitation spectrum to the excitation spectrum of fluorescence at 77 K; the quantum yield and lifetime of phosphorescence were estimated.

***Keywords:*** curcumin; photosensitizer; photodynamic therapy; fluorescence; phosphorescence; low-temperature luminescence; quantum yield of phosphorescence; phosphorescence lifetime.

## Введение

Интерес к фотонике и сенсибилизирующим свойствам куркумина (природного препарата из корневищ растения *Curcuma longa*), обусловлен обнаруженным в конце прошлого века усилением его антимикробного, фунгицидного и противоракового действия за счет фотодинамического эффекта при воздействии света синей области спектра, соответствующего полосе поглощения указанного препарата [1–3]. При этом одна из проблем, связанных с эффективностью сенсибилизированной

куркумином генерации синглетного кислорода, состоит в противоречивости имеющихся в литературе экспериментальных данных о положении триплетного уровня куркумина. Так, согласно наиболее цитируемой по фотофизике куркумина публикации [4], спектр фосфоресценции куркумина при температуре жидкого азота (77 K) в стеклообразной матрице этилового эфира/изопентана характеризуется бесструктурной полосой с максимумом в области $\lambda_{max}$ = 730 нм. Причем, зарегистрировать спектр фосфоресценции удалось только при возбуждении в области $\lambda_{ex}$ = 282 нм, но не в области максимума полосы поглощения куркумина (синяя область спектра). Совершенно другие результаты недавно получены авторами [5], изучавшими фосфоресценцию куркумина в стеклообразной матрице этанола при 77 K. Согласно их данным, спектр фосфоресценции куркумина ($\lambda_{ex}$ = 435 нм, синяя область спектра) характеризуется полосой с интенсивным максимумом в области $\lambda_{max}$ = 636 нм и менее интенсивными максимумами при $\lambda_{max}$ = 666 и 700 нм. При этом, согласно данным [5], длительность затухания фосфоресценции находится в микросекундном диапазоне, тогда как, согласно результатам [4] – составляет несколько миллисекунд.

С учетом вышеизложенного цель данной работы состояла в изучении люминесцентных свойств куркумина в стеклообразных матрицах органических растворителей при 77 K, используя препарат аналитической чистоты.

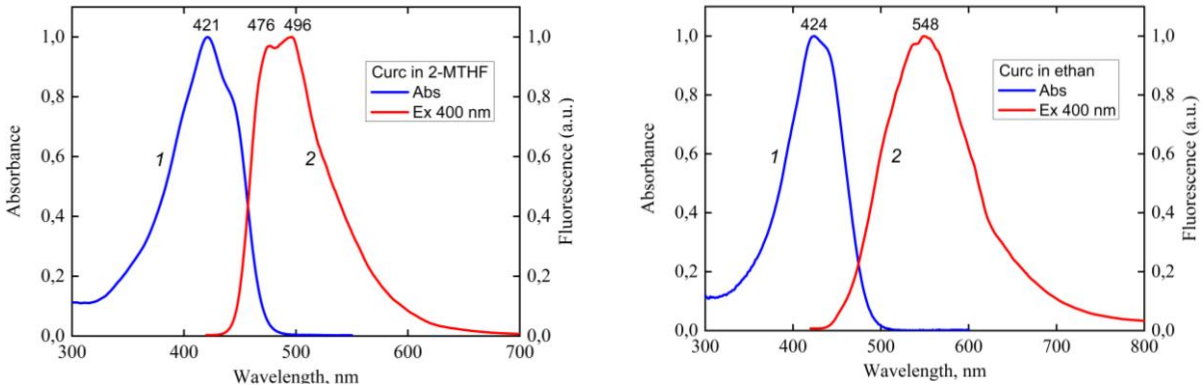
## 1. Материалы и методы исследований

В работе использовали куркумин аналитической чистоты производства Sigma-Aldrich, США. В качестве стандарта при измерении квантового выхода флуоресценции куркумина использовали кумарин – 153 в этаноле, для которого квантовый выход флуоресценции $\varphi_{fl}$ = 0,544. Методика измерения спектрально-флуоресцентных и кинетических характеристик детально изложена в [6].

Низкотемпературные измерения люминесценции (77 K) проводили в растворах куркумина в этаноле и 2-метилтетрагидрофурана (2-МТГФ), образующих в этих условиях оптически прозрачную жёсткую стеклообразную матрицу. Квантовые выходы низкотемпературной флуоресценции и фосфоресценции куркумина определяли относительно квантового выхода флуоресценции того же соединения в одинаковых экспериментальных условиях [7]. Погрешность измере-ния квантового выхода флуоресценции при 77 K составляла ± 15 %, фосфоресценции ± 25 %. Для регистрации слабой фосфоресценции использован классический двухдисковый фосфороскоп. Время жизни нижнего триплетного $T_1$-состояния куркумина определяли по кинетике затухания фосфоресценции. Источником возбуждения служила импульсная ксеноновая лампа СШ-20 (длительность импульса 2 мкс).

## 2. Спектрально-флуоресцентные характеристики куркумина при комнатной температуре и температуре жидкого азота в 2-метилтетрагидрофуране и этаноле

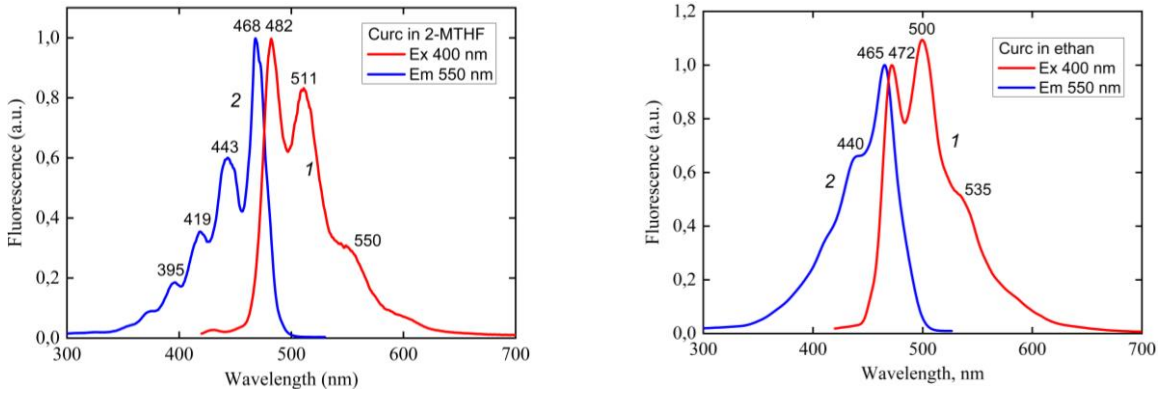
Спектры поглощения и флуоресценции куркумина в 2-МТГФ и этаноле при комнатной температуре 293 K представлены на рис. 1.




*а* *б*

*Рис. 1.* Нормированные спектры поглощения (кривая *1*) и флуоресценции (кривая *2*, $\lambda_{ex}$ = 400 нм) куркумина при температуре 293 К:
*а* –в 2-МТГФ; *б*) –в этаноле

На рис. 2 приведены спектры флуоресценции (кривая *1*, длина волны возбуждения $\lambda_{ex}$ = 400 нм) и возбуждения флуоресценции (кривая *2*, длина волны регистрации $\lambda_{em}$ = 550 нм) куркумина в 2-МТГФ (*а*) и этаноле (*б*) при 77 К.




*а* *б*

*Рис. 2.* Нормированные спектры флуоресценции (кривая *1*, $\lambda_{ex}$ = 400 нм) и возбуждения флуоресценции (кривая *2*, $\lambda_{em}$ = 550 нм) куркумина при температуре 77 К:
*а* – в 2-МТГФ; *б* – в этаноле

Видно, что, в отличие от спектральных характеристик куркумина при комнатной температуре, спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции при 77 К становятся сильно структурированными, и эта структурированность особенно выражена для куркумина в 2-МТГФ (рис. 2, *а*). Характерно также, что переход к низким температурам сопровождается значительным сужением спектров флуоресценции куркумина, батохромным сдвигом спектров поглощения (возбуждения флуоресценции) и гипсохромным сдвигом спектров флуоресценции, что приводит к резкому снижению величины Стоксова сдвига.

Сравнительные данные о фотофизических характеристиках куркумина в 2-МТГФ и этаноле при 293 К и 77 К представлены в таблице. Из таблицы следует, что перевод куркумина из жидкого состояния в жесткую стеклообразную матрицу сопровождается значительным увеличением квантового выхода флуоресценции и длительности ее затухания, а также выраженным снижением константы скорости безызлучательной дезактивации возбужденного синглетного состояния ($k_{nr}$).

**Сравнительные данные о фотофизических характеристиках куркумина в 2-метилтетрагидрофуране и этаноле при $T = 293$ К и $T = 77$ К**

| Контролируемый параметр | Куркумин в 2-метилтетрагидрофуране | | Куркумин в этаноле | |
|---|---|---|---|---|
| | 293 К | 77 К | 293 К | 77 К |
| $\lambda_{abs}^{max}$, нм | 421 | 468 | 424 | 465 |
| $\lambda_{fl}^{max}$, нм | 496 | 482 | 548 | 472 |
| *FWHM*, нм | 74 | 54 | 116 | 73 |
| $\Delta\nu$, см$^{-1}$ | 3592 | 621 | 5336 | 319 |
| $\tau_{fl}$, нс | 0,97 | 1,32 | 0,26 | 1,41 |
| $\varphi_{fl}$ | 0,114 | 0,433 | 0,064 | 0,452 |
| $k_{fl}$, с$^{-1}$ | $0{,}118\cdot10^9$ | $0{,}328\cdot10^9$ | $0{,}246\cdot10^9$ | $0{,}320\cdot10^9$ |
| $k_{nr}$, с$^{-1}$ | $0{,}913\cdot10^9$ | $0{,}430\cdot10^9$ | $3{,}60\cdot10^9$ | $0{,}389\cdot10^9$ |
| $\lambda_{ph}^{max}$, нм | – | 635 | – | 635 |
| $\varphi_{ph}$ | – | $7{,}2\cdot10^{-4}$ | – | $7{,}9\cdot10^{-4}$ |
| $\tau_{ph}$, мсек | – | 4,6 | – | 5,5 |

*Примечания.* $\lambda_{abs}^{max}$ – длина волны максимума спектра поглощения при $T = 293$ К (или возбуждения флуоресценции при $T = 77$ К); $\lambda_{fl}^{max}$ – длина волны максимума спектра флуоресценции; *FWHM* – ширина спектра флуоресценции на половине интенсивности сигнала; $\Delta\nu$ – величина Стоксова сдвига; $\varphi_{fl}$ – квантовый выход флуоресценции; $\tau_{fl}$ – среднее время жизни флуоресценции; $k_{fl} = \varphi_{fl}/\tau_{av}$ – константа скорости флуоресценции; $k_{nr} = (1/\tau_{av} - k_{fl})$ – константа скорости безызлучательной дезактивации возбужденного синглетного состояния; $\lambda_{ph}^{max}$ – длина волны максимума спектра фосфоресценции; $\varphi_{ph}$ – квантовый выход фосфоресценции; $\tau_{ph}$ – время жизни фосфоресценции.

## 3. Фосфоресценция куркумина в стеклообразной матрице 2-МТГФ и этанола при 77 К и кинетика ее затухания

Исследования показали, что при низкой температуре ($T =$ 77 К) в жестких стеклообразных матрицах 2-МТГФ или этанола при использовании фосфороскопа удается надежно регистрировать спектры фосфоресценции куркумина. Полученные спектры фосфоресценции (кривая *1*) и возбуждения фосфоресценции (кривая *2*) куркумина в 2-МТГФ показаны на рис. 3, а параметры фосфоресценции приведены в таблице. Установлено, что спектры фосфоресценции куркумина как по форме, так и по положению максимумов в 2-МТГФ и этаноле весьма похожи: максимум фосфоресценции, соответствующий $\lambda(0,0)$ $T_1 \rightarrow S_0$–переходу, расположен при $\lambda_{ph}^{max1} =$ 635 нм. Кроме того, регистрируются также выраженные длинноволновые максимумы при $\lambda_{ph}^{max2} =$ 700 нм и слабые максимумы в области $\lambda_{ph}^{max3} =$ 667 нм. При этом спектр возбуждения фосфоресценции (рис. 3, кривая *2*) практически соответствует спектру возбуждения флуоресценции препарата при $T = 77$ К (рис. 2, *а*, кривая *2*).

Выполненные нами исследования позволили оценить значения квантового выхода фосфоресценции куркумина ($\varphi_{ph}$) и длительность ее затухания ($\tau_{ph}$) в 2-МТГФ и этаноле (см. таблицу), которые показали, что $\varphi_{ph} = 7{,}2\cdot10^{-4}$, $\tau_{ph} = 4{,}6$ мс и $\varphi_{ph} = 7{,}9\cdot10^{-4}$, $\tau_{ph} = 5{,}5$ мс, соответственно. Как и следовало ожидать, время жизни фосфоресценции куркумина при $T = 77$ К соответствует миллисекундному диапазону, что противоречит недавно выполненным исследованиям [5] и находится в согласии с результатами [4].

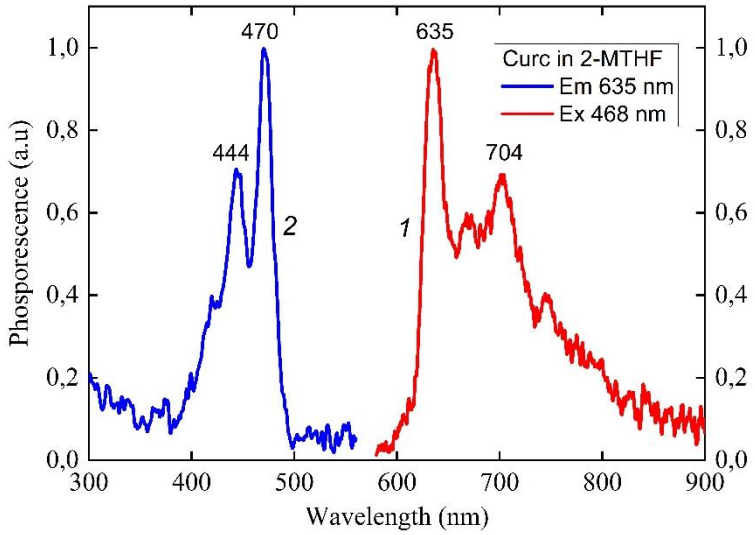



*Рис. 3*. Нормированные спектры фосфоресценции (кривая *1*, $\lambda_{ex}$ = 468 нм) и возбуждения фосфоресценции (кривая *2*, $\lambda_{em}$ = 635 нм) куркумина в 2-метилтетрагидрофуране при температуре 77 К

## Заключение

В жестких стеклообразных матрицах 2-метилтетрагидрофурана и этанола при температуре жидкого азота зарегистрирована фосфоресценция, принадлежность которой куркумину впервые подтверждена соответствием спектра ее возбуждения спектру возбуждения флуоресценции при 77 К; оценены квантовый выход и длительность затухания фосфоресценции куркумина.

## Благодарности

Авторы признательны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за финансирование исследований в рамках проекта № Ф25УЗБ-132

## Библиографические ссылки

1. *Priyadarsini K. I.* Photophysics, photochemistry and photobiology of curcumin: Studies from organic solutions, bio-mimetics and living cells // J. Photochem. Photobiol. C: Photochem. Rev. 2009. Vol. 10, iss. 2. P. 81–95
2. Curcumin as a photosensitizer: From molecular structure to recent advances in antimicrobial photodynamic therapy / L. D. Dias [et al.] // J. Photochem. Photobiol. C: Photochem. Rev. 2020. Vol. 45, P. 100384.
3. *Ghosh M, Sarkar N.* Exploring the world of curcumin: photophysics, photochemistry, and applications in nanoscience and biology // Chembiochem. 2024. Vol. 25, iss.23, e202400335.
4. Spectral and photochemical properties of curcumin / C. F. Chignell [et al.] // Photochem. Photobiol. 1994. Vol. 59, iss. 3. P. 295–302.
5. Photoinduced curcumin derivative-coatings with antibacterial properties / M. Condat [et al.] // RSC Advances. 2015. Vol. 5, iss. 104. P. 85214–85224
6. Potential of using medicinal plant extracts as photosensitizers for antimicrobial photodynamic therapy therapy / A. V. Mikulich [et al.] // Photochem Photobiol. 2024. Vol. 100, iss. 6. P. 1833–1847.
7. Interaction of multiporphyrin systems with molecular oxygen in liquid solutions: extra-ligation and screening effects / E. I. Sagun [et al.] // Chemical Physics. 2002. Vol. 275, iss. 1-3. P. 211–230.

# Влияние наноносителя на спектральные характеристики хлорина $e_6$ в растворах с различными значениями pH

**М. В. Пархоц[1)], С. В. Лепешкевич[1)], Yu. Cai[2)]**

[1)] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: m.parkhots@ifanbel.bas-net.by*
[2)] *Jinan University, Guangzhou, Guangdong, People's Republic of China,*
*e-mail: caiyu8@sohu.com*

В буферных растворах при pH 7.4 взаимодействие хлорина $e_6$ с наноносителем на основе сывороточного альбумина приводит к смещению полос поглощения и флуоресценции фотосенсибилизатора в длинноволновую область спектра. При уменьшении pH раствора наблюдается изменение спектральных характеристик хлорина $e_6$, свидетельствующее о протонировании карбоксильных групп фотосенсибилизатора, что ослабляет его взаимодействие с аминокислотными остатками альбумина и приводит к выходу хлорина $e_6$ из комплекса с наноносителем.

***Ключевые слова:*** фотосенсибилизатор; хлорин $e_6$; альбумин; наноноситель; спектральные характеристики.

# Influence of nanocarrier on spectral properties of chlorin $e_6$ in solutions with different pH values

**M. V. Parkhats[1)], S. V. Lepeshkevich[1)], Yu. Cai[2)]**

[1)] *B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: m.parkhots@ifanbel.bas-net.by*
[2)] *Jinan University, Guangzhou, Guangdong, People's Republic of China,*
*e-mail: caiyu8@sohu.com*

In buffer solutions at pH 7.4, the interaction of chlorin $e_6$ with a serum albumin-based nanocarrier leads to a shift in the absorption and fluorescence bands of the photosensitizer toward longer wavelengths. With a decrease in the pH of the solution, a change in the spectral characteristics of chlorin $e_6$ is observed, indicating protonation of the carboxyl groups of the photosensitizer, which weakens its interaction with the amino acid residues of albumin and leads to the release of chlorin $e_6$ from the complex with the nanocarrier.

***Keywords:*** photosensitizer; chlorin $e_6$; albumin; nanocarrier; spectral properties.

## Введение

На сегодняшний день создание эффективных систем доставки лекарственных средств в опухолевые клетки считается одной из приоритетных задач, способствующей развитию методов лечения онкологических заболеваний, в том числе метода фотодинамической терапии. Применение наночастиц и других наноматериалов в роли транспортных систем помогает устранить основные проблемы противоопухолевых препаратов, такие как слабая избирательность накопления в опухолевых клетках и плохая растворимость в воде. Среди различных органических и неорганических материалов, используемых для создания систем доставки лекарств,

наноносители на основе сывороточного альбумина получили широкое распространение [1].

Сывороточный альбумин является одним из наиболее распространенных белков плазмы крови, который обладает хорошей биосовместимостью, биоразлагаемостью, нетоксичностью и неиммуногенностью. К преимуществам альбумина можно также отнести простоту приготовления и функционализации. Более того, “наночастицы” альбумина – связанные между собой молекулы сывороточного альбумина, способны накапливаться в опухоли не только вследствие пассивного “эффекта повышенной проницаемости и удерживания”, но также за счет эффективного взаимодействия с рецептором gp60, белком эндотелиальной мембраны сосудов, и специфическим рецептором SPARC, внеклеточным матриксным гликопротеином, который сверхэкспрессируется в различных опухолях и способствует накоплению альбумина в опухолевых клетках [1]. Использование альбумина позволяет избежать образования на поверхности наночастиц так называемой “белковой короны”, которая приводит к изменению фармакокинетики, устойчивости и других параметров разрабатываемых наноносителей [2]. Наличие у альбумина как гидрофобных, так и гидрофильных областей, а также различных функциональных групп позволяет нагружать его большим количеством полярных и неполярных лекарственных соединений, что, в свою очередь, открывает возможности использования данного носителя для доставки в опухолевые клетки препаратов различного действия и, таким образом, совмещать или комбинировать различные виды терапии для более эффективного лечения онкологических заболеваний.

Целью данной работы было провести исследования влияния наноносителя на основе сывороточного альбумина на спектральные характеристики фотосенсибилизатора (ФС) хлорина $e_6$ в растворах с различными значениями pH.

## 1. Материалы и методы

Для создания наночастиц был использован бычий сывороточный альбумин (BSA) (Biosciences, США, чистота 98 %). Наноноситель был предоставлен китайскими коллегами. В качестве фотосенсибилизатора использовали хлорин $e_6$ (РУП «Белмедпрепараты»). Исследования проводились в 10 мМ натрий-фосфатном буферном растворе pH 7.4. Для изменения pH раствора использовалась 0.1 М HCl. Значение pH контролировалось с помощью pH-метра HI8314 (фирмы HANNA Instruments). Спектры поглощения регистрировались на спектрофотометре Proscan MC122 (Беларусь), спектры флуоресценции – на спектрофлуориметре Fluorolog-3 (HORIBA Scientific, Япония-США-Франция).

## 2. Результаты и их обсуждение

Спектры поглощения и флуоресценции хлорина $e_6$ (Ce6) при различной концентрации альбумина в буферном растворе при pH 7.4 представлены на рис. 1 и рис. 2. Видно, что при взаимодействии с альбумином спектры поглощения и флуоресценции Ce6 смещаются в длинноволновую область спектра на 7–12 нм.

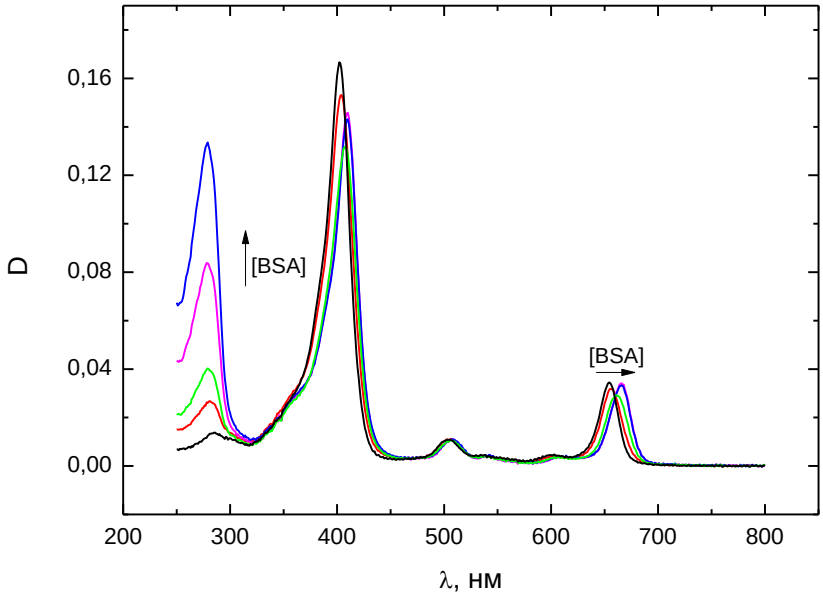



*Рис. 1.* Спектры поглощения хлорина $e_6$ в буферном растворе при pH 7.4 при увеличивающейся концентрации альбумина (BSA)

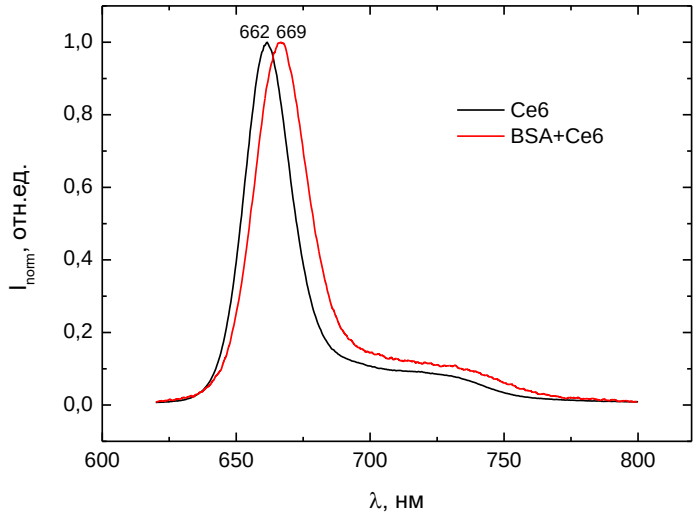



*Рис. 2.* Спектры флуоресценции хлорина $e_6$ (Ce6) в буферном растворе при pH 7.4 и его комплекса с альбумином (BSA)

При этом наблюдается тушение флуоресценции триптофановых остатков белка, свидетельствующее о связывании молекул хлорина с альбумином. Согласно литературным данным [3], Ce6 имеет два основных сайта связывания с альбумином, сайт Sudlow I и сайт связывания гема. Связывание Ce6 в данных сайтах приводит к тушению флуоресценции триптофановых остатков белка, наблюдаемую в наших экспериментах.

Исследования влияния pH на спектральные характеристики Ce6 проводились при молярном соотношении белка и хлорина $e_6$ 1:1, в условиях, когда все молекулы ФС находятся в связанном с белком состоянии. Постепенное увеличение концентрации 0.1 M HCl в растворе приводит к уменьшению pH вплоть до pH 2, при этом происходит изменение абсорбционных характеристик хлорина $e_6$, представленное на рис. 3.

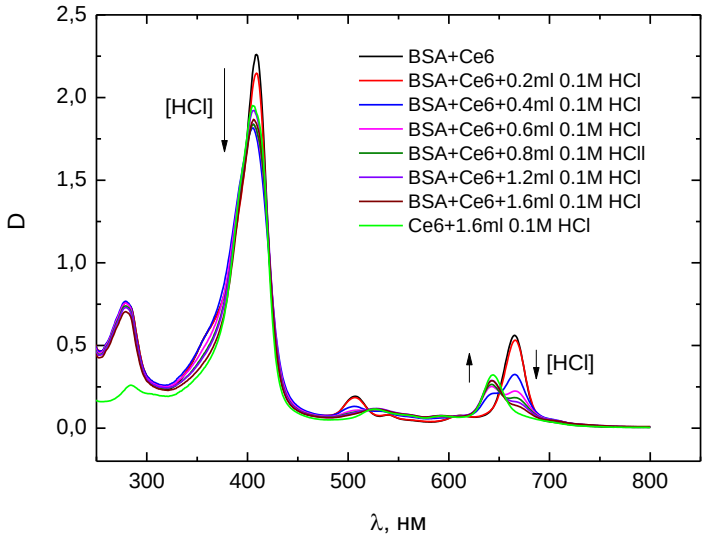



*Рис. 3.* Спектры поглощения хлорина $e_6$ в комплексе с альбумином при различных значениях pH раствора

Обнаружено, что при pH 6.0 (0.2 мл 0.1M HCl) наблюдаются незначительные изменения спектральных характеристик Ce6, однако дальнейшее уменьшение pH приводит к уменьшению интенсивности полосы поглощения в области 666 нм, характерной для комплекса BSA-Ce6, и появлению новой полосы в области 643 нм (рис. 3). При этом полосы поглощения в области 500–530 нм постепенно размываются, а полоса Соре уширяется и смещаются в коротковолновую сторону на 4 нм. Следует отметить, что даже при pH 2.0 полоса в области 666 нм до конца не исчезает. Для сравнения на рис. 3 представлен также спектр поглощения Ce6 в отсутствии альбумина при pH 2.0.

Согласно проведенным ранее исследованиям и литературным данным [4, 5] молекулы хлорина в водных средах могут образовывать агрегаты, особенно в кислой области значений pH. Кроме того, из расчетных [3] и экспериментальных данных [6, 7] следует, что связывание молекул хлорина $e_6$ в двух основных сайтах альбумина (сайт Sudlow I и сайт связывания гема) существенно зависит от наличия депротонированных карбоксильных групп на периферии хлорина $e_6$. Отрицательно заряженные $COO^-$ способствуют стабилизации молекул Ce6 в гидрофобных полостях белка за счет образования солевых мостиков с положительно заряженными аминокислотными остатками белка. Из сравнения литературных и экспериментальных данных, можно сделать заключение, что уменьшение pH раствора способствует выходу молекул Ce6 из комплекса с альбумином.

## Заключение

Показано, что в буферных растворах при pH 7.4 взаимодействие хлорина $e_6$ с наноносителем на основе сывороточного альбумина приводит к смещению полос поглощения и флуоресценции фотосенсибилизатора в длинноволновую область спектра на 7–12 нм. Уменьшение pH раствора приводит к изменению спектральных характеристик хлорина $e_6$, свидетельствующему о протонировании карбоксильных групп фотосенсибилизатора, что, в свою очередь, ослабляет его взаимодействие с аминокислотными остатками альбумина и приводит к выходу молекул хлорина $e_6$ из комплекса с наноносителем. Наличие небольшой полосы поглощения в области 666 нм при pH 2.0 свидетельствует о неполном разрушении комплекса фотосенсибилизатора с белком даже при достаточно низких значениях pH раствора.

## Благодарности

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф25КИ-31).

## Библиографические ссылки

1. Albumin-based nanoparticles as potential controlled release drug delivery systems / A. O. Elzoghby [et al.] // J. Control Release. 2012. V. 157. P. 168–182.
2. *Nienhaus K.* Nanoparticles for biomedical applications: exploring and exploiting molecular interactions at the nano-bio interface / K. Nienhaus, H. Wang, G. U Nienhaus. // Mater. Today Adv. 2020. V. 5. P. 100036-1–100036-20.
3. Dissecting the Interactions between Chlorin e6 and Human Serum Albumin / A. Marconi [et al.] // Molecules. 2023. V. 28. P. 2348-1–2348-15.
4. Increased Binding of Chlorin e6 to Lipoproteins at Low pH Values / Cunderlíková B. [et al.] // Int. J. Biochem. Cell Biol. 2000. V. 32. P.759–768.
5. Динамика и эффективность фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода хлорином $e_6$: влияние pH раствора и поливинилпирролидона / М.В. Пархоц [и др.] // Опт. Спектр. 2009. Т. 107, № 6. С. 1026–1032.
6. pH-Dependent Changes in the Mechanisms of Transport of Chlorine e6 and Its Derivatives in the Blood / Khludeev I.I. [et al.] // Bull. Exp. Biol. Med. 2015. 160. P. 208–212.
7. The pH-Dependent Distribution of the Photosensitizer Chlorin E6 among Plasma Proteins and Membranes: A Physico-Chemical Approach / Mojzisova H. [et al.] // Biochim. Biophys. Acta – Biomembr. 2007.1768. P. 366–374.

# Проявление влияния атмосферного молекулярного кислорода на спектральные и фотофизические параметры металлопорфиринов

**А. С. Старухин, А. А. Романенко, А. Ю. Ильин, Т. А. Павич**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: astar@ifanbel.bas-net.by*

При вариации парциального давления молекулярного кислорода в растворителях при комнатной температуре изучена зависимость люминесцентных и фотофизических параметров для ряда металлокомплексов порфиринов. Показано сильное возрастание интенсивности фосфоресценции и времени жизни для ряда металлопорфиринов при понижении концентрации кислорода в растворе. При постепенном понижении парциального давления кислорода в растворе зарегистрировано понижение эффективности генерации синглетного кислорода, а при давлении ниже 0,05 Атм продемонстрировано исчезновение генерации синглетного кислорода. Указанная зависимость напрямую указывает на снижение эффективности фотодинамического эффекта при понижении концентрации молекулярного кислорода в биологически важных растворах.

***Ключевые слова:*** металлопорфирины; молекулярный кислород; парциальное давление; люминесценция; время жизни люминесценции; синглетный кислород.

# Manifestation of the influence of atmospheric molecular oxygen on the spectral and photophysical parameters of metalloporphyrins

**A. S. Starukhin, A. A. Romanenko, A. Yu. Ilyin, T. A. Pavich**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: astar@ifanbel.bas-net.by*

The dependence of the luminescent and photophysical parameters in case metallocomplexes of porphyrins have been recorded upon variation of the partial pressure of molecular oxygen in solvents at room temperature. A significant increasing of the phosphorescence intensities and values of lifetimes were estimated for metalloporphyrins upon decreasing oxygen concentration in the solution. The efficiency of singlet oxygen generation has been detected upon lowering of the partial pressure of oxygen in the solution. In in particular, at pressures below 0.05 Atm, singlet oxygen generation disappears. This dependence directly indicates the lowering in the efficiency of the photodynamic effect upon decreasing molecular oxygen concentration in biologically important solutions.

***Keywords:*** metalloporphyrins; molecular oxygen; partial pressure; luminescence; luminescence lifetime; singlet oxygen.

## Введение

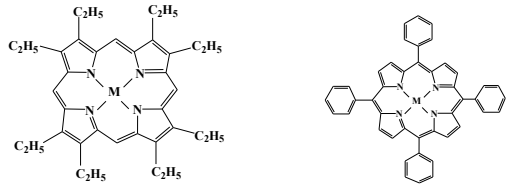
Соединения с порфириновыми макроциклами широко применяются в различных областях науки, техники и медицины. Порфирины используются для создания эффективных фотопреобразователей и элементов электронных устройств, а также применяются в качестве фотосенсибилизаторов в фотодинамической и антимикробной терапии [1, 2]. Для комплексов ряда порфирнов с тяжелыми металлами Pd- и Pt- в растворах при комнатной температуре, как правило, регистрируется фосфоресценция [3] с достаточно низкими квантовыми выходами (до $10^{-4}$) и длительно-

стью в несколько сотен нс. Относительно короткие времена жизни фосфоресценции для указанных соединений обусловлены тушением триплетных состояний данных соединений молекулярным кислородом, который всегда в определенной концентрации присутствует в растворителе при комнатной температуре. Как известно, молекулярный кислород является эффективным тушителем фосфоресценции молекул при комнатной температуре. Как можно было ожидать, концентрация молекулярного кислорода в растворителе оказывает существенное влияние на все спектральные и фотофизические параметры процессов с участием триплетных состояний молекул.

В настоящей работе представлены результаты исследований зависимости от концентрации молекулярного кислорода спектральных и фотофизических характеристик фосфоресценции, а также эффективности генерации люминесценции синглетного кислорода для ряда металлокомплексов порфиринов в растворах при комнатной температуре.

## 1. Объекты и методы исследований

В экспериментах были использованы металлокомплексы 2,3,7,8,12,13,17,18-октаэтилпорфирина (М-ОЭП) и 5,10,15,20-тетрафенилпорфирина (М-ТРР), структуры которых представлены на рис. 1.




*а* *б*

*Рис. 1.* Структурные формулы:
*а* – М-ОЭП; *б* – М-ТРР.
Здесь М – Zn- Pd- и Pt-

Спектры поглощения соединений были измерены на двухлучевом спектрофотометре Shimadzu UV-3600 Plus с использованием кварцевых кювет с длиной оптического пути 1 см.

Регистрация спектров люминесценции и возбуждения люминесценции исследованных соединений была выполнена на спектрометре Fluorolog-3 фирмы HORIBA Scientific, США.

Люминесценция синглетного кислорода зарегистрирована с использованием спектрографа iHR 320 (HORIBA Scientific) с чувствительностью в спектральном диапазоне от 800 nm до 1700 nm, который входит в состав Fluorolog-3. Спектрограф iHR 320 был снабжен InGaAs ПЗС-линейкой Symphony II (HORIBA Scientific), охлаждаемой жидким азотом до 100 K.

Все спектры были измерены для разбавленных растворов исследованных соединений во избежание концентрационных эффектов. Оптическая плотность на длине волны возбуждения составляла менее 0.1.

Спектры были скорректированы на изменения интенсивности фотовозбуждения (лампа, монохроматор и решетка), а также на спектральную чувствительность системы регистрации (спектрограф и матрица). Синглетный кислород детектировали при регистрации спектров люминесценции для $^1O_2$ в области около 1275 nm для исследованных соединений в ряде растворителей.

Времена жизни триплетных состояний металлопорфиринов при различных парциальных давлениях молекулярного кислорода были измерены с использованием созданной установки лазерного флеш-фотолиза. Для фотовозбуждения образ-

цов (Pump) использовалось перестраиваемое по длинам волн узкополосное излучение лазера на красителях (полуширина полосы генерации не более 2 нм и энергия в импульсе до 1 мДж), которое перестраивалось в области от 380 нм до 550 нм. Для накачки лазера на красителях использовалось излучение лазера LQ629 (Solar-LS, Belarus) с длиной волны 355 нм (энергия в импульсе до 20 мДж) и минимальной длительностью импульса 12 нс. В качестве зондирующего излучения (Probe) использовалось широкополосное непрерывное излучение светодиода P005LC11 (China), который излучал световой поток 200 Лм с длиной волны 460 нм (полуширина линии 5 нм). Анализируемый сигнал проходил монохроматор МДР-3 и регистрировался ФЭУ R-928 (Hamamatsu, Japan). Затем анализируемый сигнал подавался на вход двухканального цифрового осциллографа BORDO-B421 с полосой пропускания 200 МГц. Временное разрешение установки было не хуже чем 30 нс.

Для экспериментов по изучению влияния давления молекулярного на люминесценцию металлопорфиринов была создана экспериментальная установка на базе форвакуумного насоса (минимальное остаточное давление $5 \cdot 10^{-3}$ Атм) и низкотемпературного крионасоса на базе оптического гелиевого криостата. Измерения вакуума проводилось датчиком BALZERS PIRANI TPR 010 с измерительной системой BALZERS PIRANI GAUGE TPG-030 (минимальное измеряемое давление $10^{-3}$ Атм). Изменение парциального давления кислорода осуществлялось при откачке пространства над замороженным раствором металлопорфирина до определенного давления. Затем раствор размораживался и приводился в контакт с откачанным пространством. Такая процедура повторялась при одном и том же давлении 5 раз. Затем для приготовленного при определенном давлении образца последовательно измерялись спектры люминесценции, возбуждения люминесценции, времена жизни триплетного состояния, а также регистрировалась люминесценция синглетного кислорода.

## 2. Результаты и обсуждение.

Спектры фосфоресценции металлопорфиринов с тяжелыми ионами демонстрируют сильную зависимость от концентрации молекулярного кислорода в растворе. На рис. 2 представлены спектры люминесценции Pd –OEP в толуоле при различных концентрациях кислорода в растворе толуола.

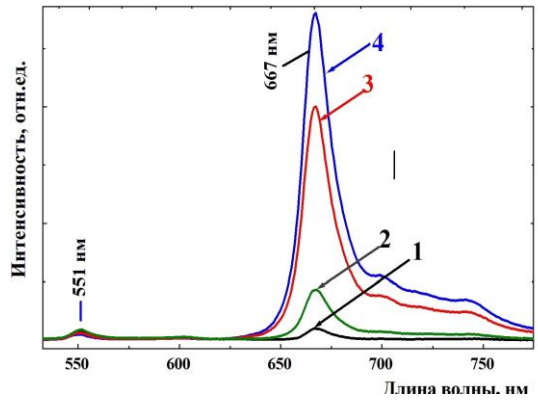



*Рис. 2.* Спектры люминесценции Pd-OEP при различных концентрациях молекулярного кислорода в толуоле при 300 К:
1 – при 1 атм; 2 – при 0,2 атм; 3 – при 0,07 атм; 4 – при 0,04 атм

Как видно из рис. 2, интенсивность флуоресценции с максимумом около 550 нм достаточно слабо реагирует на удаление из раствора молекулярного кислорода (интенсивность повышается в 2,5 раза). При этом интегральная интенсивность фосфоресценции (максимум около 667 нм) повышается в более чем в $9 \cdot 10^3$ раз.

Для комплекса Pt-TPP отсутствует флуоресценция и в спектре проявляется только фосфоресценция. На рис. 3 приведены спектры фосфоресценции указанного соединения при различных давлениях молекулярного кислорода в растворе толуола. Видно, что при 1 Атм интенсивность сигнала фосфоресценции мала (на рис. 3 спектр фосфоресценции усилен в 10 раз по отношению к реальной величине сигнала). Время жизни триплетного состояния составляет около $0{,}43 \cdot 10^{-6}$ с, полуширина линии $T_1 \rightarrow S_0$ чисто электронного перехода равна 14 нм, а интегральная интенсивность – $4 \cdot 10^5$ отн. ед.

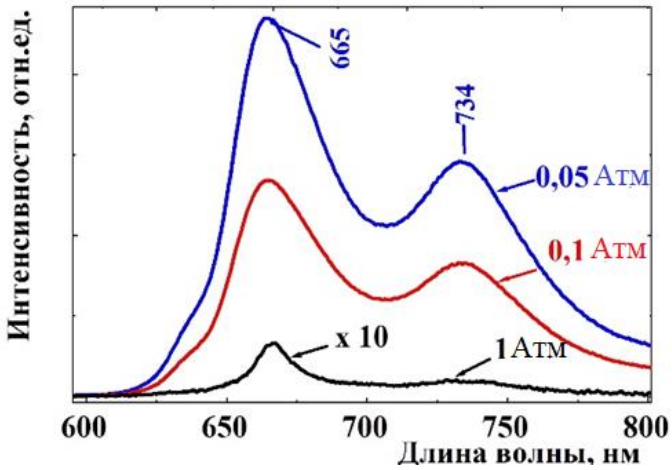



*Рис. 3.* Зависимость спектров фосфоресценции Pt-TPP от концентрации молекулярного кислорода в толуоле при 300 К

Величина интегральной интенсивности фосфоресценции при давлении кислорода 0,1 Атм уже имеет значение $3 \cdot 10^7$ отн. ед. и время жизни триплета $30 \cdot 10^{-6}$ с, что пропорционально коррелирует с соответствующими значениями при давлении 0,05 Атм. Полученные результаты по влиянию давления на интенсивность фосфоресценции металлопорфиринов в широком диапазоне демонстрируют их возможное использование для разработки оптических наносенсоров давления. При понижении давления молекулярного кислорода до 0,05 Атм интегральная интенсивность вырастает до $6 \cdot 10^7$ отн. ед., время жизни триплетного состояния увеличивается до $60 \cdot 10^{-6}$ с, а полуширина указанного перехода возрастает до 40 нм.

Представлялось актуальным проследить также влияние понижения концентрации молекулярного кислорода на эффективность генерации синглетного кислорода. Ранее нами было выполнено исследование процесса эффективности генерации синглетного кислорода для молекулы Pd-TPP в толуоле [4] и было показано, что при понижении парциального давления молекулярного кислорода приблизи-

тельно в 20 раз генерация синглетного кислорода исчезает. Нами на другом оборудовании были выполнены аналогичные эксперименты. Результаты экспериментов для соединения Pt-TPP в толуоле приведены на рис. 3.

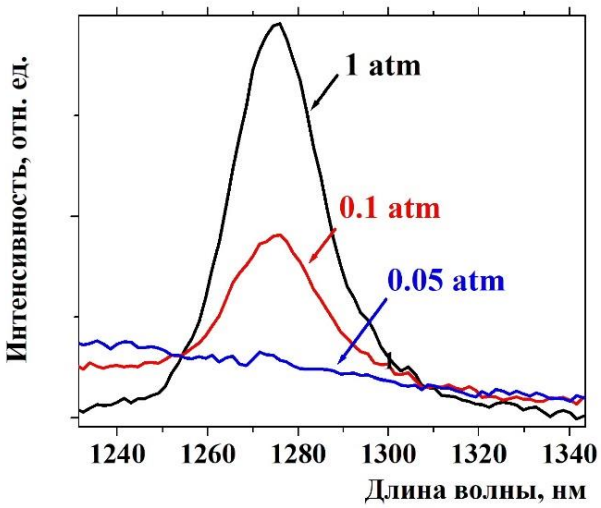



*Рис. 3.* Зависимость эффективности генерации синглетного кислорода от давления молекулярного кислорода для Pt-TPP в растворе при 300 К

Видно, что при понижении приблизительно в 20 раз (при давлении 0,05 Атм) генерация синглетного кислорода исчезает. Аналогичные эксперименты были выполнены для ряда свободных оснований порфиринов, металлокомплексов с ионами Mg-, Zn-, Pd-, Pt-, а также аналогичных фталоцианинов в различных растворителях привели практически к аналогичной зависимости генерации от концентрации молекулярного кислорода. Полученные результаты могут быть использованы для объяснения низкой эффективности использования фотосенсибилизаторов при лечении внутренних органов, где концентрация кислорода в крови и биологических жидкостях мала. Напротив, при лечении онкологических заболеваний на поверхности (в частности, кожные покровы) должен достигаться высокий эффект при фотодинамических методиках.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ “Конвергенция 2025”, задание 3.03.10 и ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций», задание 1.8.

### Библиографические ссылки

1. Porphyrin-based framework materials for energy conversion / J. Gu [et al.] // Nano Research Energy. 2022. V. 1. Art. № e9120009.
2. *Park J. M.* Applications of Porphyrins in Emerging Energy Conversion Technologies / J. M. Park, J. H. Lee, W.-D. Jang // Coordination Chemistry. Reviews. 2020. Vol. 407, № 4. P. 213157407.
3. *Старухин А. С.* Корреляция между эффективностью генерации синглетного кислорода и параметрами люминесценции фотосенсибилизаторов / А. С. Старухин, А. А. Романенко, В. Ю. Плавский // Оптика и спектр. 2022. Т. 130, № 5. С. 709–716.
4. *Старухин А. С.* Температурная зависимость генерации синглетного кислорода для различных фотосенсибилизаторов/ А. С. Старухин, А. В. Горский, Я. З. Добковский // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84, № 3. С. 345–350.

# Исследование спектральных и фотофизических характеристик молекулярных структур для создания бихромофорных комплексов

**А. С. Старухин, В. С. Шершень, Т. А. Павич**

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: astar@ifanbel.bas-net.by*

Выполнены эксперименты по изучению спектральных и фотофизических параметров для молекулярных структур с химически активными группами в *мезо*-положениях порфириновых макроциклов, а также кетонных форм куркумина в различных растворителях при комнатной и низких температурах. Получены данные о положении синглетных и триплетных уровней порфириновыъ и куркуминовых соединений. На базе исследованных соединений возможно создание бихромофорных комплеков с эффективными процессами процессов переноса энергии. Связывание в один комплекс ряда различных хромофоров позволяет надеяться на эффективное использование созданных комплексов в медицине и фотобиологии.

***Ключевые слова:*** порфирины с активными группами в *мезо*-положениях; куркмин: люминесценция; время жизни люминесценции; синглетный кислород.

# Study of spectral and photophysical characteristics of molecular structures for the creation of bichromophoric complexes

**A. S. Starukhin, V. S. Shershen’, T. A. Pavich**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: astar@ifanbel.bas-net.by*

The spectral and photophysical parameters for molecular structures with chemically active groups in the *meso*-positions of porphyrin macrocycles, as well as ketone forms of curcumin have been studied in different solvents at room and low temperatures. Data on the positions of the singlet and triplet levels of porphyrin and curcumin compounds were obtained. Based on the studied compounds, it is possible to create bichromophorшс complexes with efficient processes of energy transfer. The formation of chemically conjugated complexes based on different chromophores may be potentially very effective for application in medicine and photobiology.

***Keywords:*** porphyrins with active groups in *meso*-positions; curcumin: luminescence; luminescence lifetime; singlet oxygen.

## Введение

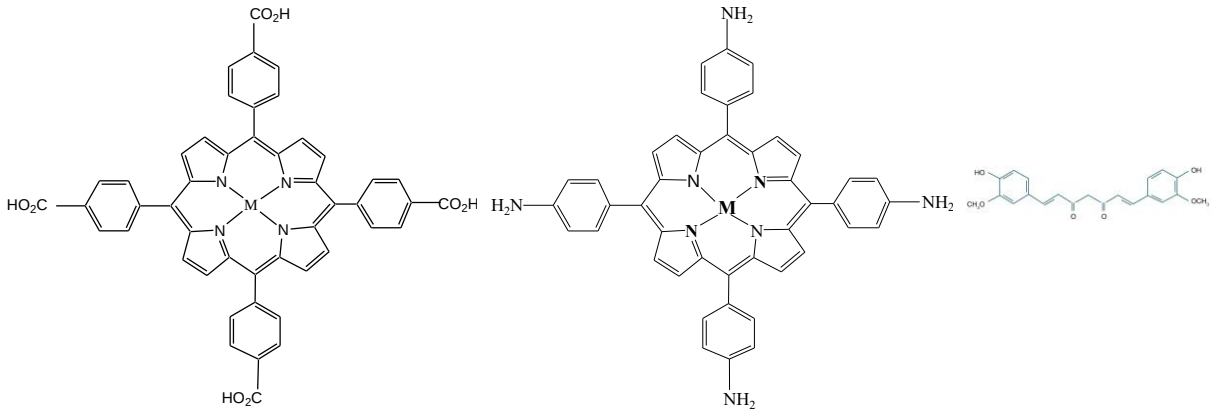
Создание новых химически связанных мультихрофорных комплексов, является важным научным направлением в связи с применением указанных систем в различных областях науки, техники и медицины. В частности, порфириновые макроциклы интенсивно применяются в качестве эффективных фотосенсибилизаторов в процессах генерации синглетного кислорода для использования в фотодинамической терапии онкологических заболеваний [1, 2]. Представляется, что соединения, состоящие из порфиринового макроцикла, химически связанного с различными биологически активными природными соединениями, могут иметь широкое применение в биофизике и фотодинамической терапии. Одним из наиболее перспективных соединений представляется бихромофорный комплекс, состоящий из

порфиринового макроцикла (высокоэффективный фотосинсебилизатор) и химически связанного с ним куркумина, который обладает широким набором терапевтических применений. Для изучения процессов переноса энергии в бихромофорных комплексах порфиринов с другими хромофорами представлялось необходимым изучить фотофизические характеристики отдельно для порфиринов с активными химическими группами и, например, куркумины могут оказаться актуальными для использования в качестве фотосенсибилизаторов в фотодинамической и антимикробной терапии.

В настоящей работе представлены результаты исследований спектральных и фотофизических параметров ряда соединений с химически активными группами в *мезо*-положениях порфиринового макроцикла, а также молекул кетонной формы куркумина в различных растворителях при комнатной и низких температурах.

## 1. Объекты и методы исследований

В экспериментах были использованы 5,10,15,20-тетракис (4-карбоксифенил)порфирина (M-TCPP), а также 5,10,15,20-тетракис (4-аминофенил) порфирин (M-TAPP), где где M – $H_2$-, Zn(II), Pd(II), а также кетонной формы куркумина. Структуры перечисленных соединений представлены на рис. 1.




*а* *б* *в*

*Рис. 1.* Структурные формулы: *а* – M-TCPP; *б* – M-TAPP; *в* – куркумина

Спектры поглощения соединений были измерены на двухлучевом спектрофотометре Shimadzu UV-3600 Plus с использованием кварцевых кювет с длиной оптического пути 1 см.

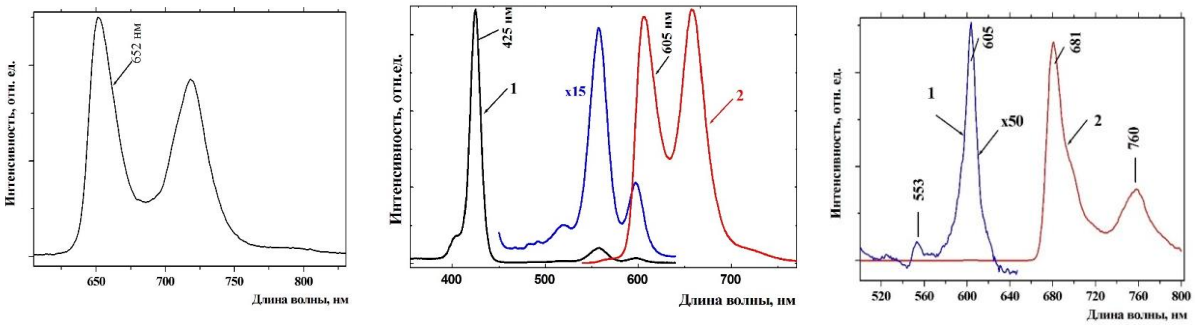
Регистрация спектров люминесценции и возбуждения люминесценции исследованных соединений была выполнена на спектрометре Fluorolog-3 фирмы HORIBA Scientific, США. Все спектры были измерены для разбавленных растворов исследованных соединений во избежание концентрационных эффектов. Оптическая плотность на длине волны возбуждения составляла менее 0.1. Спектры были скорректированы на изменения интенсивности фотовозбуждения (лампа, монохроматор и решетка), а также на спектральную чувствительность системы регистрации (спектрограф и матрица).

Времена жизни триплетных состояний металлопорфиринов при различных парциальных давлениях молекулярного кислорода были измерены с использова-

нием созданной установки лазерного флеш-фотолиза. Для фотовозбуждения образцов (Pump) использовалось перестраиваемое по длинам волн узкополосное излучение лазера на красителях (полуширина полосы генерации не более 2 нм и энергия в импульсе до 1 мДж), которое перестраивалось в области от 380 до 550 нм. Для накачки лазера на красителях использовалось излучение лазера LQ629 (Solar-LS, Belarus) с длиной волны 355 нм (энергия в импульсе до 20 мДж) и минимальной длительностью импульса 12 нс. В качестве зондирующего излучения (Probe) использовалось широкополосное непрерывное излучение светодиода P005LC11 (China), который излучал световой поток 200Лм с длиной волны 460 нм (полуширина линии 5 нм). Анализируемый сигнал проходил монохроматор МДР-3 и регистрировался ФЭУ R-928 (Hamamatsu, Japan). Затем анализируемый сигнал подавался на вход двухканального цифрового осциллографа BORDO-B421 с полосой пропускания 200 МГц. Временное разрешение установки было не хуже, чем 30 нс.

## 2. Результаты и обсуждение

***Порфирины и их металлокомплексы*** с активными функциональными карбокси- и амино- группами могут быть использованы в качестве хромофоров при создании бихромофорных комплексов с куркумином, а такжесупрамолекулярных комплексов с циклическими полисахаридами. На рис. 2 представлены спектры люминесценции для исследованных соединений с карбокси- группами.




*а* *б* *в*

*Рис. 2.* Спектры люминесценции:
*а* – $H_2$-TCPP при 77 К, $\lambda_{возб.}$=419 нм;
*б* – Zn-TCPP в этаноле при 300 К (1 – спектр возбуждения флуоресценции, $\lambda_{рег.}$= 660 нм;
2 – спектр флуоресценции, $\lambda_{возб.}$= 425 нм);
*в* – спектры люминесценции Pd-TCPP при 77 К (1 – спектр флуоресценции; 2 – спектр фосфоресценции) при $\lambda_{возб.}$= 417 нм

Максимумы полос в спектре флуоресценции $H_2$-TCPP расположены при 652 и 720 нм. Время жизни флуоресценции в случае $H_2$-TCPP составляет 10,0 нс, а квантовый выход имеет значение 0,085. Аналогичные параметры для Zn-TCPP имеет следующие значения: время жизни флуоресценции составляет 2,2 нс, а квантовый выход флуоресценции – 0,033, а квантовый выход фосфоресценции – 0,0028 при длительности фосфоресценции – $26{,}8\cdot10^{-3}$ секунды. Нужно отметить, что спектральные данные для $H_2$-TCPP и $H_2$-THPP практически одинаковы и поэтому все спектры будут приведены для только для $H_2$-TCPP. Положение максимума полосы

в области полосы Соре в спектре поглощения $H_2$-TCPP близки к спектральной картине в спектрах порфиринов с арильными заместителями по мезо-положениям, например, тетрафенилпорфирина.

Спектры для соединений с амино- группами в составе порфиринового макроцикла (структура на рис. 2, *б*) подобны по форме для приведенных на рис. 2, но спектры поглощения и люминесценции M-TAPP испытывают существенный сдвиг в длинноволновую область по сравнению со спектрами соединений с карбокси- группами в мезо-положениях.

Для набора синтезированных соединений были изучены скорости дезактивации энергии электронного возбуждения, выполнены измерения квантовых выходов флуоресценции и фосфоресценции, а также измерены времена жизни в синглетных и триплетных состояниях при 293 и 77 К.

Измерения квантовых выходов были выполнены относительным методом. В качестве стандарта для определения квантового выхода флуоресценции и фосфоресценции использовался раствор Zn-тетрафенилпорфирина в толуоле [3], для которого квантовый выход флуоресценции равен 0.03. Использовался раствор образца с оптической плотностью 0,1 при $\lambda_{возб.}$ = 550 нм.

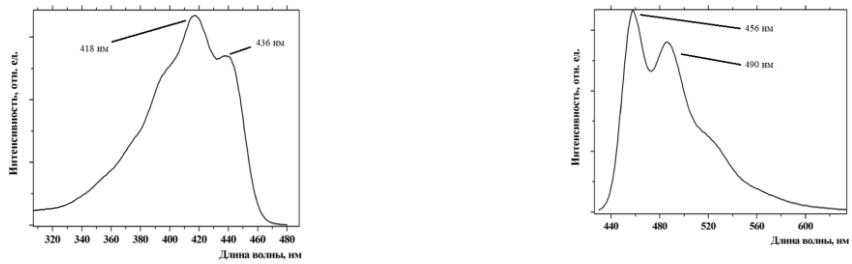
**Спектральные и фотофизические характеристики металлокомплексов ряда порфиринов с различными функциональными заместителями**

| Соединение | Флуор, $\lambda_{0\text{-}0}$, нм 293 К | $\tau_{флуор}$, нс 293 К | Флуор, $\lambda_{0\text{-}0}$, нм 77 К | Фосф., $\lambda_{0\text{-}0}$, нм 77 К | Z | $\Phi_{Fl}$ 293 К | $\Phi_{Ph}$ 77 К | $\tau_{Ph}$, мсек 77 К |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Zn-TAPP | 624 | 1,7 | 621 | 814 | | 0,048 | $2{,}4\cdot10^{-3}$ | 16,0 |
| Zn-TCPP | 607 | 2,2 | 600 | 776 | | 0,033 | $2{,}8\cdot10^{-3}$ | 26,8 |
| Pd-TCPP | 550 | 1,2 | 553 | 683 | | $3\cdot10^{-4}$ | 0,28· | 1,4 |

Последовательное усложнение структуры (увеличение количества разветвленных заместителей, присоединенных к арильным группам в разных положениях порфиринового макроцикла) приводит к батохромному сдвигу спектров Причиной батохромного сдвига спектров при увеличении дополнительных заместителей является увеличение энергии молекулярной орбитали $a_{2u}$ и тогда $^1E(a_{2u}, e_g) < {}^1E(a_{1u}, e_g)$. При этом изменяются фотофизические свойства исследованных соединений. Например, при переходе от соединения Zn-TCPP к Zn-TAPP спектры поглощения и флуоресценции смещаются более чем на 20 нм.

***Куркумин.*** Для куркумина (рис. 1, *в*) в кетонной форме были измерены спектры поглощения и люминесценции при комнатной температуре в ряде растворителей. Спектры поглощения и флуоресценции куркумина существенно смещаются в различных растворителях. Например, максимум спектра флуоресценции куркумина в изобутаноле смещается более чем на 40 нм в сторону больших значений длин волн по отношению к спектру того же соединения в ацетоне.

На рис. 3 приведены спектры возбуждения флуоресценции и спектры флуоресценции для кетонной формы куркумина при 293 К.




*а* *б*

*Рис.3. а* – спектр возбуждения флуоресценции для куркумина в толуоле ($\lambda_{рег.}$ = 488 нм) при 293 К; *б* – спектр флуоресценции для куркумина ($\lambda_{возб.}$ =422 нм) при 293 К

Спектры фосфоресценции куркумина при низких температурах позволили установить положение нижнего триплетного уровня. На рис. 4 представлены спектры куркумина в этаноле при 77 К.

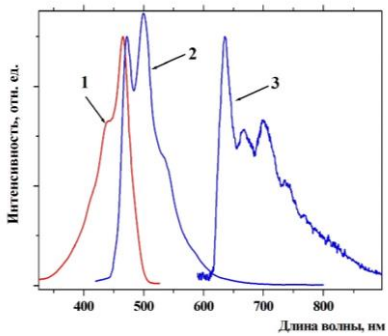



*Рис. 4.* Спектры куркумина в этаноле при 77 К;
1 – спектр возбуждения флуоресценции, $\lambda_{рег.}$ = 560 нм;
2 – спектр флуоресценции, $\lambda_{возб.}$ = 400 нм;
3 – спектр фосфоресценции, $\lambda_{возб.}$ = 465 нм

Переход к низким температурам приводит к существенному уменьшению полуширин полос с существенным неоднородным уширением в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции. Приведенные спектральные и фотофизические данные позволяют надеяться на эффективные процессы переноса энергии в мультимолекулярных комплексах, состоящих из химически связанных порфириновых макроциклов и молекул куркумина.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ “Конвергенция 2025”, задание 3.03.10 и ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций», задание 1.8.

### Библиографические ссылки

1. *Habermeyer B., Guilard R.* Some activities of PorphyChem illustrated by the applications of porphyrinoids in PDT, PIT and PDI. // Photochem. Photobiol. Sci.. 2018. V. 17. P.1675–1690.
2. Some Natural Photosensitizers and Their Medicinal Properties for Use in Photodynamic / T. P. Kubrak [et al.] // Molecules. 2022. V. 47, 1192.
*Старухин А.С.* Корреляция между эффективностью генерации синглетного кислорода и параметрами люминесценции фотосенсибилизаторов / А. С. Старухин, А. А. Романенко, В. Ю. Плавский // Оптика и спектр. 2022. Т. 130, № 5. С. 709–716.

# Фотолюминесценция кристаллов щелочноземельного тиогалата $CaGa_2S_4$:Tm,Yb при комнатной температуре

**П. П. Першукевич[1)], О. Б. Тагиев[2, 3)], Э. Г. Асадов[2)], Т. Ш. Ибрагимова[2)], Ф. А. Казимова[2)], М. В. Бельков[1)], А. А. Таболич[1)], Е. В. Луценко[1)], Е. В. Муравицкая[1)], В. Н. Павловский[1)], Б. Д. Урманов[1)], Г. П. Яблонский[1)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: p.persh@ifanbel.bas-net.by*
*[2)]Институт физики Министерства науки и образования Азербайджана, Баку, Азербайджан e-mail: azhep@physics.ab.az*
*[3)]Филиал Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова в Баку, Баку, Азербайджан; e-mail: oktay58@mail.ru*

Исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) и спектры возбуждения ФЛ (СВФЛ) микрокристаллических порошков тиогалатов $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb, $CaGa_2S_4$:5%Tm и $CaGa_2S_4$:5%Yb при комнатной температуре. СВФЛ исследовались в диапазоне длин волн т 240 нм до 850 нм, а спектры ФЛ – в диапазоне 400–2100 нм при возбуждении в УФ и фиолетово-голубой области спектра. Сделан вывод, что в тиогалатах ионы тулия находятся в двух- и трехвалентных состояниях ($Tm^{2+}$ и $Tm^{3+}$), а также ионы тулия образуют состояние с переносом заряда (СПЗ) с матрицей. Показано, что в кристаллах $CaGa_2S_4$:5%Tm, активированных ионами $Yb^{3+}$, эффективность фотолюминесценции многократно возрастает по сравнению с неактивированными, а граница эффективного возбуждения смещается с 420 нм до 530 нм. Возрастание эффективности фотолюминесценции в тиогалате объяснено безызлучательным переносом энергии от ионов иттербия, в том числе, и от образующих СПЗ с матрицей.

***Ключевые слова***: $CaGa_2S_4$:Tm,Yb соединение; ионы $Tm^{2+}$ и $Tm^{3+}$; состояние с переносом заряда; фотолюминесценция; спектры возбуждения; перенос энергии.

# Photoluminescence of alkaline earth thiogalate $CaGa_2S_4$:Tm,Yb crystals at room temperature

**P. P. Pershukevich[1)], O. B. Tagiev[2, 3)], E. G. Asadov[2)], T. Sh. Ibragimova[2)], F. A. Kazimova[2)], M. V. Belkov[1)], A. A. Tabolich [1)], E. V. Lutsenko[1)], E. V. Muravitskaya[1)], V. N. Pavlovskii[1)], B. D. Urmanov[1)], G. P. Yablonskii[1)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: p.persh@ifanbel.bas-net.by*
*[2)]*Institute of Physics *of the Ministry of Science and Education of Azerbaijan, Baku, Azerbaijan, e-mail: azhep@physics.ab.az*
*[3)]Branch of Moscow State University named after M. V. Lomonosov in Baku, Baku, Azerbaijan, e-mail: oktay58@mail.ru*

The photoluminescence (PL) spectra and PL excitation spectra (PLES) of microcrystalline powders of $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb, $CaGa_2S_4$:5%Tm, and $CaGa_2S_4$:5%Yb thiohalates were studied at room temperature. The PLES were studied in the wavelength range from 240 to 850 nm, and the PL spectra were studied in the range of 400–2100 nm with excitation in the UV and violet-blue spectral regions. It was concluded that thulium ions in thiohalates exist in di- and trivalent states ($Tm^{2+}$ and $Tm^{3+}$), and that thulium ions also form a charge-transfer state (CTS) with the matrix. It was shown that in $CaGa_2S_4$:5%Tm crystals activated with $Yb^{3+}$ ions, the photoluminescence efficiency increases many times over that of unactivated crystals, and the effective excitation limit shifts from 420 to 530 nm. The increase in

photoluminescence efficiency in thiogalate is explained by nonradiative energy transfer from ytterbium ions, including those that form the CTS with the matrix.

***Keywords*:** $CaGa_2S_4$:Tm,Yb compound; $Tm^{2+}$ and $Tm^{3+}$ ions; charge transfer state; photoluminescence; excitation spectra; energy transfer.

## Введение

Анализ литературных данных по фотолюминесценции (ФЛ) ионов тулия, внедренных в различные кристаллы (YAG, фториды, фосфаты, $ZrO_2$) и др.) показывает, что фотофизические свойства люминесценции ионов $Tm^{3+}$ в значительной степени зависят от матрицы, в которую они внедрены. Известно, что ионы тулия могут находиться в двух- и трехвалентных состояниях ($Tm^{2+}$ и $Tm^{3+}$), а также ионы тулия могут образовывать состояния с переносом заряда (СПЗ, Charge Transfer States, CTS) с матрицей.

Одним из ранее изучаемых классов матриц, активированных редкоземельными ионами (РЗИ), являются щелочноземельные тиогалаты. При использовании щелочноземельных тиогалатов в качестве матрицы создаются благоприятные условия для высокоэффективного излучения РЗИ. Широкая запрещенная зона щелочноземельных тиогаллатов в совокупности с энергией фононов ~43 мэВ обеспечивают низкую вероятность безызлучательных многофо-нонных переходов и высокую эффективность люминесценции.

В наших недавних работах [1, 2] было установлено, что вследствие легирования кристаллов $CaGa_2S_4$:3%Nd ионами Yb в СВФЛ появляется интенсивная фиолетово-зеленая полоса, вызванная образованием СПЗ ионов $Nd^{3+}$ с матрицей, с максимумом около 485 нм. При возбуждении в пределах этой полосы интенсивности ФЛ инфракрасных полос неодима возрастают на два порядка, а вне этой полосы – на один порядок по сравнению с аналогичными интенсивностями ФЛ нелегированного кристалла. В связи с отмеченными эффектами, возникающими при солегировании ионов $Nd^{3+}$ ионами $Yb^{3+}$ в кристаллах $CaGa_2S_4$, а также с целью расширения спектрального диапазона люминесценции на среднюю ИК область спектра, представляло интерес изучить особенности /закономерности/ характери-стик ФЛ при солегировании ионов $Tm^{3+}$ ионами $Yb^{3+}$. Основными объектами исследования были кристаллы $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb и $CaGa_2S_4$:5%Tm. Для интерпретации полученных данных дополнительно изучены кристаллы $CaGa_2S_4$:5%Yb.

## 1. Объекты исследования и методика эксперимента

Синтез соединения $CaGa_2S_4$ осуществлен твердофазной реакцией в стехиометрической смеси порошков CaS и $Ga_2S_3$ в кварцевой ампуле в вакууме с $10^{-4}$–$10^{-5}$ мм рт. ст. Синтез проводили при температуре 1100 $^0$C в течение 1 ч, затем полученный материал подвергался процессу отжига при температуре 700 $^0$C в течение 24 ч. Легирование Yb и Tm проводилось в процессе синтеза с использо-ванием $YbF_3$ и $TmF_3$.

Изучение спектральных свойств люминофоров проводилось на измерительном комплексе Lumoscan, основанном на монохроматорах МДР-12 и МДР-23, в котором в качестве источника возбуждения использовалась ксеноновая лампа XBO-150W/1 (OSRAM, Германия). Регистрация спектров фотолюмине-сценции осуществлялась с помощью охлаждаемых фотоумножителей ФЭУ-100 (230–800 нм) и

ФЭУ-62 (600–1150 нм), работающих в режиме счета фотонов, а также InGaAs-фотодиодов IGA-050-TE2-H и IGA-2.2-030-TE2-H фирмы «Electro-Optical Systems Inc» (Канада, США). Отдельные контрольные измерения скорректированных спектров фотолюминесценции (ФЛ) и спектров возбуждения ФЛ (СВФЛ) проводились на многофункциональном спектрофлуориметре Fluorolog-3 с T-канальной оптикой производства фирмы HORIBA Scientific (Япония, США, Франция).

## 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 (*а*, *б*, *в*) сопоставлены СФ кристаллов $CaGa_2S_4$:5%Tm и $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb, активированных ионами $Yb^{3+}$, при различных длинах волн возбуждения $\lambda_{возб}$ (265, 365 и 460 нм), а на рис. 2 (*а*, *б*, *в*) – СВФЛ этих же кристаллов при различных длинах волн регистрации $\lambda_{рег}$ (800, 1215 и 1800 нм). Все представленные спектры регистрировались при комнатной температуре.

Следует отметить, что пары спектров (кривые 1 и 2) на рис. 1 и рис. 2 для матрицы $CaGa_2S_4$, записывались при одинаковых условиях возбуждения и регистрации. Поэтому из этих рисунков (с учетом множителей кратности увеличения на рисунках) можно видеть реальное соотношение интенсивностей, что в достаточной степени позволяет количественно описать наблюдаемые закономерности.

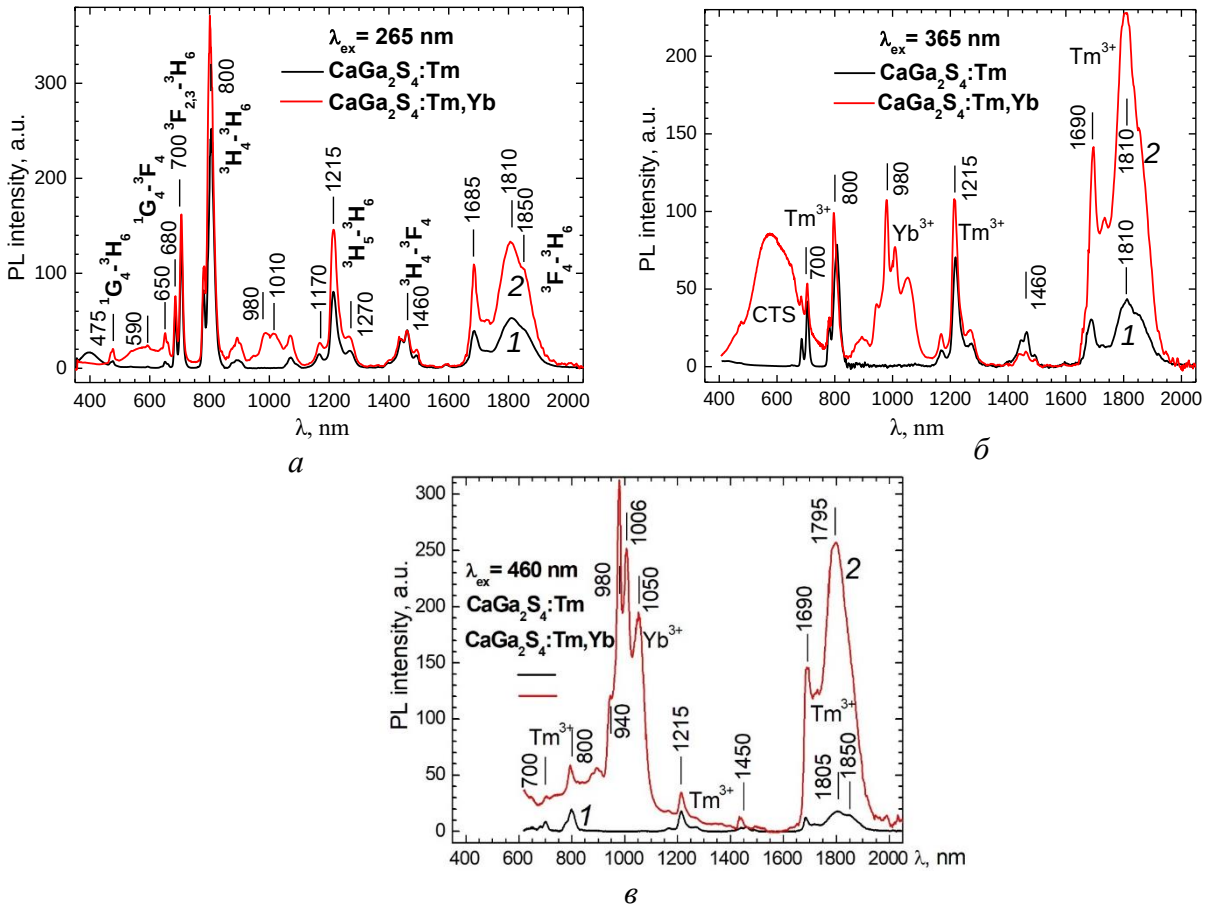



*Рис. 1.* Спектры ФЛ кристаллов $CaGa_2S_4$:5%Tm (*1*) и $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb (*2*, *2'*): *а* – $\lambda_{возб}$ = 265 нм; *б* – $\lambda_{возб}$ = 365 нм; *в* – $\lambda_{возб}$ = 460 нм

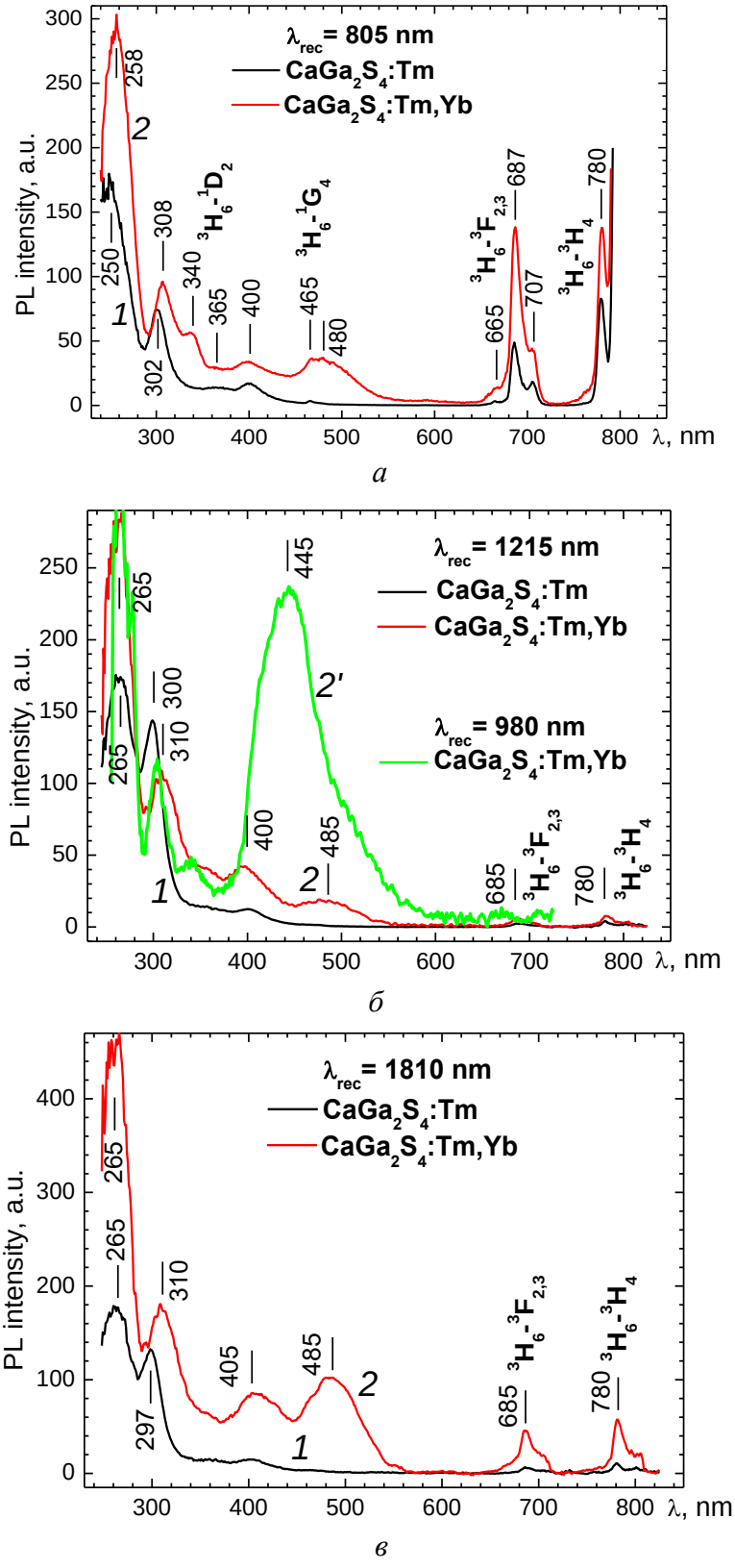



*Рис. 2*. СВФЛ кристаллов $CaGa_2S_4$:5%Tm (*1*) и $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb (*2*, *2*′): *а* – $\lambda_{рег}$ = 805 нм; *б* – $\lambda_{рег}$ = 1215 (*2*) и 980 нм (*2*′); *в* – $\lambda_{рег}$ = 1810 нм

Из СФ на рис. 1 (*а, б, в*), характеризующих ФЛ трехвалентных ионов тулия ($Tm^{3+}$), видно, что в регистрируемых диапазонах они состоят из восьми групп полос с максимумами вблизи 460, 475, 650, 680, 700, 800, 1215 и 1690–1860 нм, соответствующих оптическим переходам ионов $Tm^{3+}$:$^1D_2 - ^3F_4$, $^1G_4 - ^3H_6$, $^1G_4 - ^3F_4$, $^3F_2 - ^3H_6$, $^3F_3 - ^3H_6$, $^3H_4 - ^3H_6$ , $^3H_5 - ^3H_6$ и $^3F_4 - ^3H_6$ .

СФ образцов $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb при общем подобии всё же заметно отличаются от аналогичных спектров $CaGa_2S_4$:5%Tm: во-первых, появлением широких полос («подставок» под узкими полосами) с $\lambda_{max}$ ~600 нм и $\lambda_{max}$ ~800 нм; во-вторых, возрастанием интенсивности в некоторых ИК полосах, особенно в полосе с $\lambda_{max}$ ~1800 нм (переход $^3F_4 - ^3H_6$), в-третьих, сдвигом максимумов ИК полос (на 5–10 нм) в коротковолновую область. Кроме того, в СФ кристалла $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb также присутствует группа полос иона $Yb^{3+}$ с максимумом 980 нм (переходы $^2F_{5/2}$–$^2F_{7/2}$).

СВФЛ (рис. 2 (*а, б, в*), кривые 2) кристалла, соактивированного иттербием $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb, характеризуется теми же полосами, что и кристалла $CaGa_2S_4$:5%Tm, но более интенсивными. Кроме того, в отличие от СВФЛ кристалла $CaGa_2S_4$:5%Tm, в спектре $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb присутствует интенсивная широкая полоса с максимумом около 485 нм.

Интерпретация природы спектров ФЛ и СВФЛ, механизмы возбуждения и передачи энергии от матрицы к ионам и между ионами Yb и Tm основывается на предположении, что ионы тулия могут находиться в двух- и трехвалентных состояниях ($Tm^{2+}$ и $Tm^{3+}$), а также ионы тулия могут образовывать состояния с переносом заряда (СПЗ, Charge Transfer States, CTS) с матрицей.

## Заключение

Проведены исследования стоксовой фотолюминесценции и спектров возбуждения ФЛ соединений: $CaGa_2S_4$:5%Tm,5%Yb; $CaGa_2S_4$:5%Tm; $CaGa_2S_4$:5%Yb в широком интервале длин волн – от 240 нм до 2100 нм. Показано, что в кристаллах $CaGa_2S_4$:5%Tm, активированных ионами $Yb^{3+}$, эффективность фотолюминесценции многократно возрастает по сравнению с неактивированными, а граница эффективного возбуждения расширяется от 420 до 530 нм. Возрастание эффективности фотолюминесценции в тиогалате объяснено безызлучательным переносом энергии от ионов иттербия, в том числе, и от образующих СПЗ с матрицей.

## Библиографические ссылки


1. Photoluminescence of $CaGa_2S_4$:Nd,Yb compound at room temperature / P. P. Pershukevich [et al.] // Journal of Luminescence. 2024. V. 275. P. 120818.
2. Кинетика фотолюминесценции кристаллов щелочноземельного тиогаллата $CaGa_2S_4$: Nd, Yb при комнатной температуре / П. П. Першукевич [и др.] // ЖПС. 2025. Т. 92, № 2. С. 178–186.

# Оптические и фотоэлектрические свойства плотноупакованных наноструктур серебра на подложках из кремния

**А. Д. Замковец[1)], Л. В. Баран[2)], А. С. Кузьмицкая[3)], В. В. Малютина-Бронская[3)], И. Ю. Фролов[3)]**

*[1)]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: a.zamkovets@dragon.bas-net.by*
*[2)] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: brlv@mail.ru*
*[3)]ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: malyutina@oelt.basnet.by*

Исследованы спектры зеркального отражения и фотоэлектрические характеристики. плотноупакованных наноструктур серебра со средним диаметром частиц $d \sim 100$ нм, контакти-рующих с подложками из монокристаллического кремния *p*-типа. Образцы получены методом электронно-лучевого осаждения и последующего отжига при температуре 90ºС.

***Ключевые слова***: поверхностный плазмонный резонанс; вольт-амперная характеристика; зеркальное отражение; фотопроводимость.

# Optical and photoelectric properties of close-packed silver nanostructures on silicon substrates

**A. D. Zamkovets[1)], L. V. Baran[2)], A. S. Kuz'mitskaya[3)], V. V. Malyutina-Bronskaya[3)], I. Yu. Frolov[3)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, a.zamkovets@dragon.bas-net.by*
*[2)]Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: brlv@mail.ru*
*[3)] SSPA «Optics, optoelectronics and laser technology» of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: malyutina@oelt.by*

The specular reflectance spectra and photovoltaic characteristics of close-packed silver nanostructures with an average particle diameter of $d \sim 100$ nm in contact with single-crystal silicon substrates were studied. The samples were fabricated using electron-beam deposition with subsequent annealing at a temperature of 90 °C.

***Keywords:*** surface plasmon resonance; current-voltage characteristic; specular reflection; photoconductivity.

## Введение

Плазмонные наноструктуры привлекают внимание широкого круга исследователей благодаря наличию полос поверхностного плазмонного резонанса поглощения (ППРП) в видимом и ближнем ИК диапазонах, а также способности значительно усиливать локальное поле вблизи поверхности плазмонной наночастицы [1, 2]. При этом для серебра, по сравнению с другими благородными металлами, достигается наиболее высокая добротность полосы ППРП [1]. Использование в сочетании с серебром матриц и подложек из различных материалов и установление взаимосвязи морфологии таких структур с их оптическими и фотоэлектрическими свойствами

расширяет возможности создания новых многофункциональных оптоэлектронных элементов, содержащих несколько рабочих каналов на разных длинах волн инфракрасного и видимого спектральных диапазонов.

В настоящей работе рассматривается влияние наночастиц серебра, сформированных на подложках из монокристаллического кремния *p*-типа, на оптические и фотоэлектрические свойства данных систем в видимой и ближней ИК-областях спектра.

## 1. Методы исследования

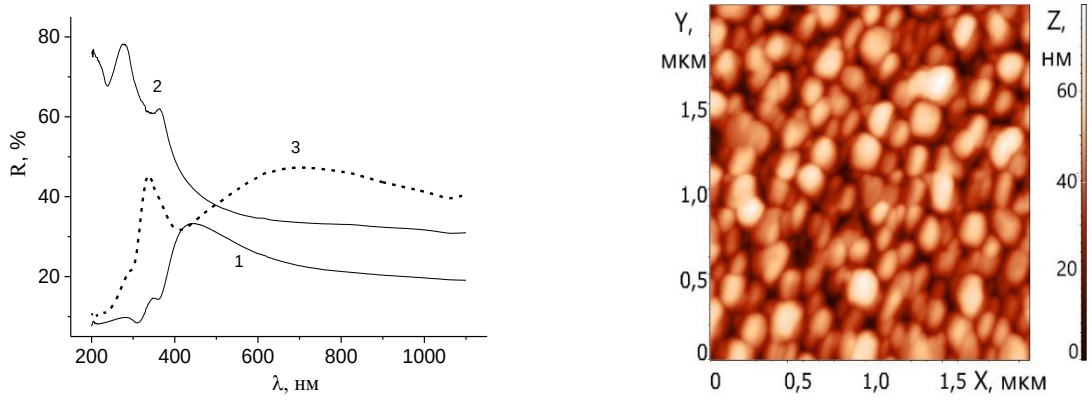
Экспериментальные образцы изготавливались электронно-лучевым осаждением при давлении остаточных газов $(1–2)\cdot10^{-3}$ Па. Контроль толщины осаждаемого слоя осуществлялся фотометрически по ослаблению пропускания в области полосы ППРП. Спектральные характеристики зеркального отражения записывались на спектрометре “Proscan” (Беларусь) при угле падения излучения 10°. Морфология поверхности образцов исследовалась с помощью сканирующего зондового микроскопа NEXT II (ООО «НТ-МДТ», Россия). Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводилось с помощью автоматизированного комплекса с мультиспектральным источником лазерного излучения [3] (9 лазерных диодов с длинами волн от 405 до 1064 нм с общим оптоволоконным выводом и калиброванной мощностью излучения порядка 2 мВт). Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

## 2. Полученные результаты и их обсуждение

Кремний является наиболее известным представителем узкозонных полупроводников и широко используется в различных устройствах для микро-, нано- и оптоэлектроники [4, 5]. Поскольку кремниевые подложки поглощают излучение видимого диапазона, то осаждение серебра проводилось одновременно и на подложки из стекла, обладающие высокой прозрачностью в видимой области.

На рис. 1, *а* (кривая 1) приведена спектральная характеристика отражения отожженной при 90°С наноструктуры серебра, расположенной на стеклянной подложке. Видно, что в области длин волн $\lambda = 400–500$ нм проявляется полоса в спектре отражения с максимумом на $\lambda \sim 450$ нм, которую относят к поверхностному плазмонному резонансу поглощения [6]. Анализ АСМ-изображений поверхности данной структуры показал, что она состоит из наночастиц со средним размером около 100 нм (рис. 1, *б*). Кривая 2 на рис. 1, *а* является спектром отражения кремниевой подложки (Si). Видно, что отражение монотонно увеличивается при уменьшении длины волны. Вблизи $\lambda \sim 276$ нм наблюдается достаточно интенсивный максимум отражения, который связывают с межзонными переходами $X_4 \rightarrow X_1$ или $\Sigma_4 \rightarrow \Sigma_1$ у кремния [7]. Менее интенсивный максимум отражения расположен вблизи $\lambda \sim 365$ нм. Кривая 3 на рис. 1, *а* является спектром отражения отожженной при 90°С наноструктуры серебра на кремниевой подложке (Ag/Si). Как видно из рис. 1, *а*, контактирование наночастиц серебра с кремнием приводит к значительной модификации полосы ППРП, максимум которой проявляется вблизи $\lambda \sim 700$ нм. Полоса ППРП сместилась в длинноволновую область спектра более чем на 100 нм относительно

расположения на стеклянной подложке. Длинноволновый сдвиг полосы ППРП при увеличении показателя преломления подложки отмечается в литературе [8]. Величина такого сдвига зависит от формы наночастиц и может быть достаточно большой, составляя десятки нанометров [8]. Появившийся на кривой 3 пик отражения на длине волны λ = 337 нм может быть связан с влиянием локального поля вблизи поверхности наночастиц серебра на энергетическую зонную структуру приповерхностных слоев кремния, приводящим к изменению вероятностей межзонных переходов у данного полупроводника (перехода $\Lambda_3 \rightarrow \Lambda_1$ [7]).

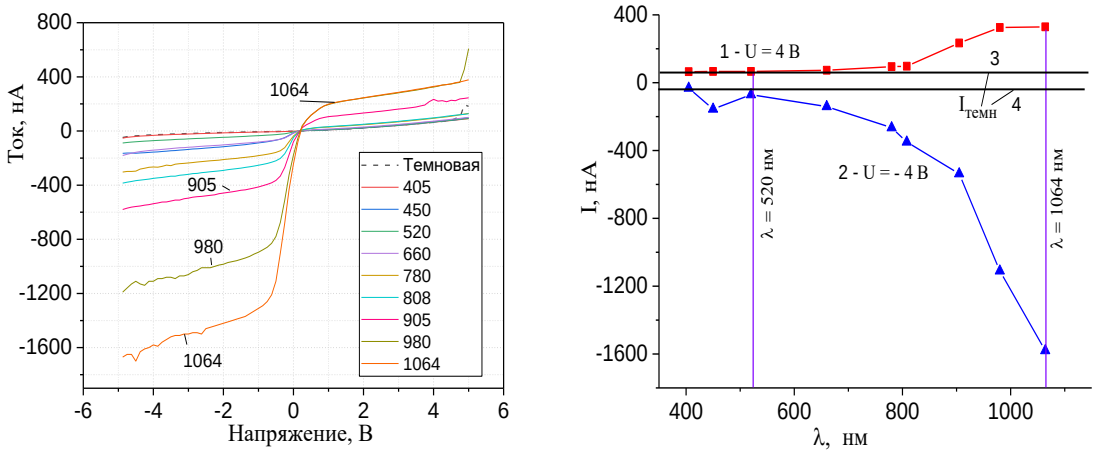



*а* *б*

*Рис. 1.* Спектры зеркального отражения плотноупакованной наноструктуры Ag со средним размером частиц $d \sim 100$ нм на стеклянной подложке (линия 1), подложки из кремния (линия 2) и такой же наноструктуры Ag на кремнии (линия 3) (*а*);
АСМ-изображение поверхности наноструктуры Ag (*б*)

На рис. 2, *а* приведены продольные ВАХ плотноупакованной наноструктуры серебра со средним размером частиц ~ 100 нм, расположенной на подложке из кремния, полученные при воздействии излучений различных длин волн видимого и ближнего ИК диапазонов. Видно, что увеличение подаваемого на образец Ag/Si напряжения приводит к возрастанию фототока для всех длин волн облучения. В области малых напряжений смещения (меньших 1 В) наблюдается сильное увеличение крутизны ВАХ. Отметим, что кремний обладает высоким поглощением практически на всех длинах волн облучения (405 – 1000 нм).

На рис. 2, *б* приведены зависимости фототока $I$ от длины волны облучения такой же плотноупакованной наноструктуры Ag/Si при подаче напряжения смещения 4 В (кривая 1) и –4 В (кривая 2). Кривые 3 и 4 на рис. 2, *б* соответствуют значениям темнового тока при $U = 4$ В и $U = -4$ В. Видно, что при $U = 4$ В воздействие излучений с длинами волн λ = 405 – 808 нм характеризуется величинами фототока, мало отличающимися от его темновых значений. Значимое увеличение $I$ происходит только при λ > 900 нм. При отрицательном напряжении –4 В, подаваемом на слой Ag, фототок начинает существенно возрастать при λ > 780 нм. В этом случае последовательное воздействие на наноструктуру Ag/Si излучений с длинами волн λ = 520 нм и λ = 1064 нм сопровождается изменением величины фототока более, чем в 15 раз.




*а* *б*

*Рис. 2.* Влияние излучения разной длины волны на вольт-амперную характеристику расположенной на кремниевой подложке *p*-типа наноструктуры серебра с размерами частиц ~100 нм (*а*);
зависимость тока в такой структуре от длины волны облучения (*б*)

## Заключение

Исследованы спектры зеркального отражения плотноупакованных наноструктур серебра со средним диаметром частиц $d \sim 100$ нм, контактирующих с подложками из монокристаллического кремния p-типа. Изучена фотопроводимость таких систем. Выявлено, что для структуры Ag/Si фототок возрастает при увеличении подаваемого напряжения для всех использованных длин волн облучения, а при отрицательных смещениях варьирование длины волны облучения может приводить к изменению фототока более, чем на порядок. Полученные результаты могут быть использованы в устройствах, где переключение рабочих сигналов осуществляется излучением различных длин волн.

## Библиографические ссылки


1. *Kreibig U., Volmer M.* Optical Properties of Metal Clusters. – Berlin, 1995. 533 p.
2. *Климов В. В.* Наноплазмоника. – М., 2009. 480 с.
3. Автоматизированный базовый лазерный испытательный комплекс для тестирования перспективных видов полупроводниковых фотоприемников / В. Б. Залесский [и др.] // Приборостроение-2020 : мат-лы 13-й Междунар. научно-технич. конф., 18–20 ноября 2020 года, Минск, Республика Беларусь. – Минск : БНТУ, 2020. С. 391–392.
4. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Ч. 1. 455 с.
5. Кремниевая интегральная фотоника / С. С. Косолобов [и др.] // УФН. 2024. Т. 194, № 11. С. 1223–1239.
6. *Ponyavina A. N., Kachan S. M.* Spectral characteristics of confined photonic and plasmonic nanostructures // Proc. SPIE. 2002. Vol. 470.7. P. 588–593.
7. *Уханов Ю. И.* Оптические свойства полупроводников – М., 1977. 368 с.
8. *Бонч-Бруевич А. М.,* Оптика наноструктур / А. М. Бонч-Бруевич, Т. А. Вартанян, С. Г. Пржибельский. – СПб., 2005. С. 275–325.

# Особенности проявления плазмонного резонанса в гибридных наноструктурах Ag-CuPc и Ag-NiPc

**А. Д. Замковец, Р. А. Дынич**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: a.zamkovets@dragon.bas-net.by*

Рассмотрены спектральные характеристики изготовленных термическим осаждением в вакууме гибридных наноструктур Ag-CuPc и Ag-NiPc, в которых плотноупакованный монослой наночастиц серебра граничит с тонкой пленкой CuPc и NiPc соответственно. Обнаружен длинноволновый спектральный сдвиг максимума полосы поверхностного плазмонного резонанса для системы Ag-CuPc и коротковолновый сдвиг для системы Ag-NiPc относительно максимума полосы поверхностного плазмонного резонанса плотноупакованного монослоя наночастиц серебра, что связано с особенностями оптических постоянных CuPc и NiPc.

***Ключевые слова***: гибридные структуры; поверхностный плазмонный резонанс; спектры поглощения; наночастицы с оболочкой.

# Features of plasmon resonance development in Ag-CuPc and Ag-NiPc hybrid nanostructures

**A. D. Zamkovets, R. A. Dynich**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: a.zamkovets@dragon.bas-net.by*

Spectral characteristics of Ag-CuPc and Ag-NiPc hybrid nanostructures prepared by thermal vacuum deposition, in which a close-packed monolayer of silver nanoparticles interfaces with a thin film of CuPc and NiPc, respectively, are investigated. A long-wavelength (red) shift of the surface plasmon resonance band maximum was detected for the Ag-CuPc system, and a short-wavelength (blue) shift for the Ag-NiPc system, relative to the resonance maximum of the close-packed silver nanoparticle monolayer. These shifts are attributed to the distinct optical properties of CuPc and NiPc.

***Keywords:*** hybrid structures; surface plasmon resonance; absorption spectra; coated nanoparticles.

## Введение

В последние десятилетия усилия многих исследователей направлены на создание функциональных материалов нового поколения, удовлетворяющих высоким требованиям современного приборостроения [1]. Среди подобных материалов важное место занимают гибридные плазмонные наноструктуры, содержащие плазмонные наночастицы и неметаллические, в том числе органические, активные компоненты [2]. Такие структуры характеризуются наличием полосы поверхностного плазмонного резонанса поглощения (ППРП) в видимой или ближней ИК областях спектра [3]. В органической компоненте, как правило, имеются полосы электронного поглощения в видимом диапазоне. Наличие сильных локальных полей вблизи поверхности металлической наночастицы [3] может приводить к модификации спектральных свойств тонкой органической пленки в гибридной структуре [4], повышая её функциональность.

В настоящей работе рассматриваются особенности проявления полос ППРП в двухслойных наноструктурах Ag-CuPc и Ag-NiPc, в которых плотноупакованный монослой наночастиц серебра граничит с тонкой пленкой CuPc и NiPc соответственно. Углубленные исследования оптических свойств тонких пленок данных материалов, в том числе с использованием плазмонных наночастиц для модификации их свойств, необходимы для разработки новых оптоэлектронных и сенсорных устройств, отвечающих повышенным требованиям к быстродействию и компактности.

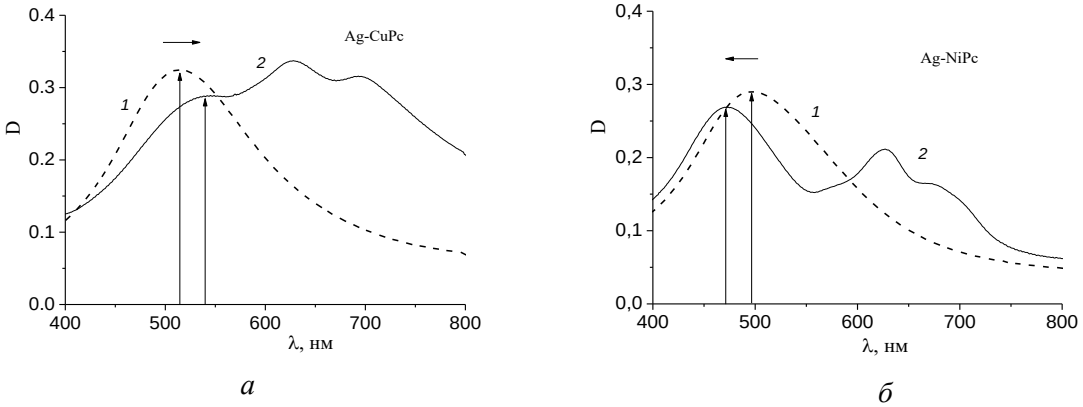
## 1. Методы исследования

Экспериментальные образцы двухслойных наноструктур изготавливались последовательным термическим осаждением серебра и органического материала в вакууме. Давление остаточных газов составляло $2x10^{-3}$ Па. Контроль толщин осаждаемых слоев осуществлялся кварцевым датчиком. Спектральные характеристики экспериментальных образцов записывались на спектрофотометре “Cary 500”. Расчеты спектральных зависимостей факторов эффективности ослабления $Q_{ext}$ и рассеяния в ближней зоне $Q_{NF}$ двухслойных сферических частиц проводились с использованием расширенной теории Ми. Использованные при расчетах оптические постоянные серебра взяты из [5], а их размерная зависимость учитывалась в рамках модели ограничения длины свободного пробега электронов [6]. Оптические постоянные CuPc и NiPc взяты из [7] и [8] соответственно.

## 2. Полученные результаты и их обсуждение

Органические материалы CuPc и NiPc отличаются достаточно высокой термической стабильностью и устойчивостью к воздействию химических веществ, что способствует их привлекательности для практических применений [7].

На рис. 1 приведены спектры оптической плотности изготовленных наноструктур Ag (кривые 1*а*, 1*б*) и наноструктур Ag-CuPc и Ag-NiPc (кривые 2*а* и 2*б* соответственно) на стеклянных подложках. Как видно из рис. 1, спектральные кривые гибридных систем характеризуются наличием трех максимумов




*а* *б*

*Рис. 1.* Спектры оптической плотности наноструктур Ag (линии *а* – 1, *б* – 1) и гибридных наноструктур Ag-CuPc (линия *а* –2) и Ag-NiPc (линия *б* – 2).
Диаметр частиц Ag ~ 10 нм, толщины пленок CuPc ~15 нм и NiPc ~10 нм

поглощения, один из которых – коротковолновый, относится к полосе ППРП плотноупакованного монослоя наночастиц серебра, а два других – к полосам электронного поглощения органической пленки. При этом важно отметить, что нанесение на плотноупакованный монослой наночастиц Ag тонкой пленки CuPc приводит к сдвигу максимума полосы ППРП гибридной системы в длинноволновую область спектра, а нанесение пленки NiPc – в коротковолновую.

Для выяснения причин такого результата были выполнены расчеты спектральных зависимостей факторов эффективности ослабления $Q_{ext}$ и рассеяния в ближней зоне $Q_{NF}$ двухслойной сферической частицы с серебряным ядром и оболочками CuPc и NiPc (Ag/CuPc и Ag/NiPc соответственно), размещенных в среде с показателем преломления 1.5. Выбор данного показателя преломления среды связан с близкими к 1.5 значениями показателя преломления подложек из стекла в экспериментальных образцах. Результаты расчетов приведены на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что как для наночастиц Ag/CuPc, так и для Ag/NiPc наличие органической оболочки приводит к существенному уменьшению факторов $Q_{ext}$ и $Q_{NF}$ с одновременным сдвигом максимумов полос ослабления и ближнепольного рассеяния в длинноволновую область. Однако, если для частиц Ag/CuPc величина такого сдвига достаточно велика (десятки нанометров), то для частиц Ag/NiPc она крайне мала – единицы нанометров.

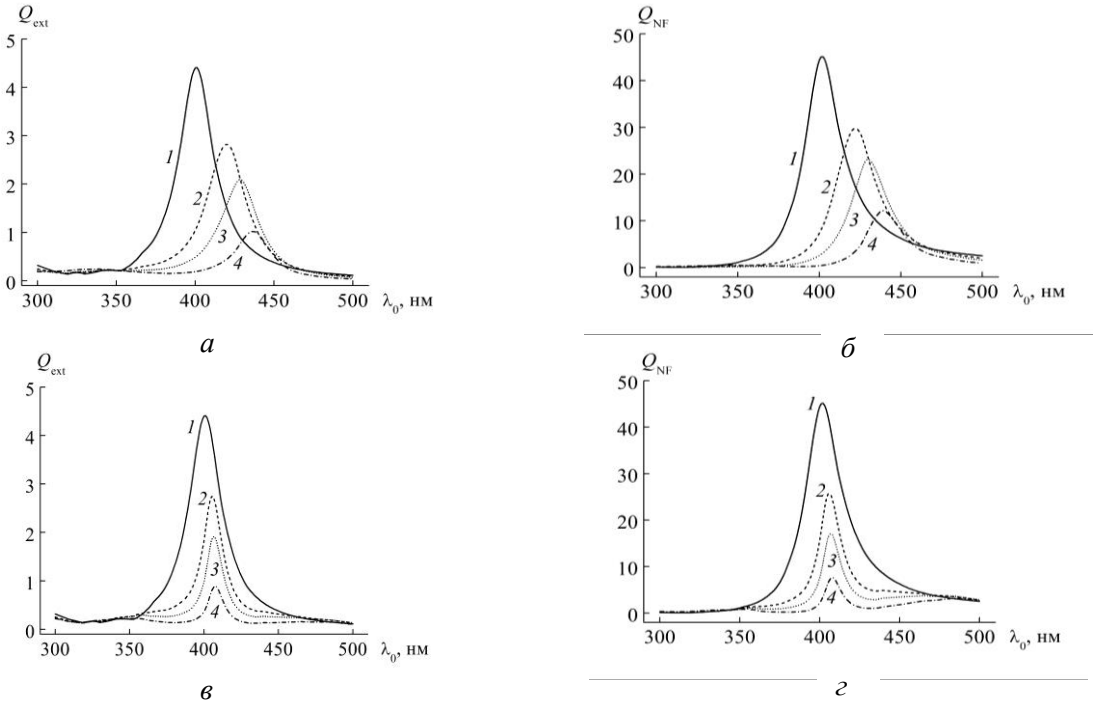



*Рис. 2.* Спектральные зависимости факторов эффективности ослабления $Q_{ext}$ (*а, в*) и рассеяния в ближней зоне $Q_{NF}$(*б, г*) двухслойной сферической частицы с серебряным ядром радиусом 5 нм и оболочками CuPc (*а, б*) и NiPc (*в, г*). Толщина оболочки 0 (1), 1 (2), 2 (3) и 5 (4) нм. Частица находится в непоглощающей среде с показателем преломления 1.5. Расчеты выполнены с учетом размерной зависимости ядра. Радиус поверхности сферы в расчетах QNF равен 10 нм

Поскольку основные отличия в расчетах для частиц Ag/CuPc и Ag/NiPc связаны с различием оптических постоянных CuPc и NiPc, то можно предположить, что

эти постоянные, в основном, ответственны и за отличия в наблюдаемых на эксперименте спектральных сдвигах полос ППРП для наноструктур Ag-CuPc и Ag-NiPc. На эксперименте такие отличия выражены в большей степени, чем в расчетах. Это может быть частично связано с полидисперсностью металлических наночастиц в монослое – присутствием как фракций с радиусами, меньшими 5 нм, так и более крупных. Авторами [9] показано, что для наночастиц серебра с радиусами, большими 5 нм, размещенных в NiPc, полосы ослабления и ближнепольного рассеяния имеют ярко выраженную двухпиковую структуру. Это связано с тем, что условие Фрелиха в этом случае выполняется для двух длин волн [9]. Имеющиеся отличия результатов эксперимента и теоретического моделирования могут быть вызваны также тем, что расчеты проводились для одной частицы Ag, т. е. для системы с локализованным плазмонным резонансом. В случае же плотноупакованного монослоя частиц меняется масштаб локализации плазмона и формируется коллективный поверхностный плазмонный резонанс, который проявляется в более длинноволновом диапазоне относительно локализованного поверхностного резонанса из-за сильных 2D взаимодействий между наночастицами. К тому же, в экспериментальных образцах наночастицы Ag граничат с органической компонентой и с материалом подложки, а в расчетах – с органикой и воздухом.

## Заключение

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что наблюдаемый на эксперименте длинноволновый спектральный сдвиг максимума полосы ППРП гибридной системы Ag-CuPc и коротковолновый сдвиг максимума полосы ППРП системы Ag-NiPc, относительно максимума полосы ППРП плотноупакованного монослоя наночастиц серебра, связаны с особенностями оптических постоянных CuPc и NiPc.

## Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке ФФИ РБ (проект Ф25МЭ-009).

## Библиографические ссылки

1. *Красников Г. Я., Зайцев Н. А.* Наноэлектроника: состояние, проблемы и перспективы развития // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 1. С. 2–5.
2. Hybrid Nanophotonics / S. Lepeshov [et al.] // Physics-Uspekhi. 2018. V. 61. P. 1035–1050.
3. *Bohren C., Huffman D.* Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New Y.: Wiley, 1983.
4. Плазмонзависимая модификация спектрально-кинетических свойств тонких пленок фталоцианина меди в присутствии наночастиц серебра / О. В. Буганов [и др.] // Журн. прикл. спектр. 2014. Т. 81, № 1. С. 93–98.
5. *Johnson P., Christy R.* Optical constants of the noble metals // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370–4379.
6. *Kreibig U., Vollmer M.* Optical properties of metal clusters. Springer, Berlin. 1995.
7. *Leznoff C. C., Lever A. B. P.* Phthalocyanines: properties and applications. V. 4. New York: VCH, 1996. 524 p.
8. Characterization of thermally evaporated nickel phthalicyanine thin films / M. M. El-Nahass [et al]. // International Journal of Modern Physics B. 2004. V. 18, № 3. P. 421–434.
9. *Дынич Р. А., Понявина А. Н.* Спектральные и ближнеполевые характеристики рассеяния двухслойных металлсодержащих наночастиц в поглощающих матрицах // Журн. прикл. спектр. 2023. Т. 90, № 5. С. 728–737.

# Теоретическое исследование нагрева наночастицы лазерным излучением в жидкости

**Л. С. Гайда, А. Ч. Свистун, Е. В. Матук, Д. В. Гузатов, Э. В. Мусафиров**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь, e-mail: svistun_ach@grsu.by*

В работе приведены результаты теоретических исследований по нагреву металлической сферической наночастицы, находящейся в жидкости под воздействием лазерного излучения. Приведены уравнения, описывающие зависимость изменения температуры наночастицы от времени воздействия лазерного излучения при условии несильного ее нагрева. Численно исследован случай нагрева серебряной наночастицы расположенной в воде лазерным излучением. Полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы при проведении экспериментов по транспортировке серебряных наночастиц в жидкости с помощью лазерного излучения в условиях нагрева наночастиц излучением и возможного испарения жидкости.

***Ключевые слова:*** металлическая наночастица; лазерное излучение; поглощение излучения; температура.

# A theoretical study of laser heating of nanoparticles in liquid

**L. S. Gaida, A. Ch. Svistun, E. V. Matuk, D. V. Guzatov, E. V. Musafirov**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus, e-mail: svistun_ach@grsu.by*

The paper presents the results of theoretical studies on the heating of a metal spherical nanoparticle located in a liquid under the influence of laser radiation. Equations are presented describing the dependence of nanoparticle temperature change on the duration of laser radiation exposure under conditions of low heating. A numerical study is performed for the heating of a silver nanoparticle located in water by laser radiation. The results obtained in this work can be used in experiments on the transport of silver nanoparticles in liquids using laser radiation under conditions of heating of the nanoparticles by radiation and possible evaporation of the liquid.

***Keywords:*** metal nanoparticle; laser radiation; radiation absorption; temperature.

## Введение

При воздействии лазерного излучения на наночастицу, находящуюся в жидкости, происходит ее нагрев и жидкости вокруг наночастицы. В результате такого нагревания может образоваться нанопузырь смеси пара с воздухом, размеры которого зависят от интенсивности падающего излучения [1]. Образование нанопузырьков пара вокруг наночастицы и движение металлической наночастицы в нанопузырьке, обусловленное действием силы светового давления, может найти практическое применение в биомедицинских исследованиях [2]. Например, сильный разогрев наночастицы и окружающей её жидкости с образованием пузырька пара при воздействии лазерного излучения может обусловить уничтожение больной клетки при лечении злокачественных образований. Также нагрев наночастицы в жидкой среде с помощью лазерного излучения может привести к усилению оптических свойств жидкости, что может быть использовано в оптических сенсорах и устройствах для детекции молекулярных

взаимодействий, для управления химическими реакциями, для улучшения теплопроводности жидкости, для обработки материалов [3].

В настоящее время существует множество работ, в которых сообщается об исследовании действия силы светового давления на наночастицы с учётом физических свойств не только наночастиц, но и среды, в которой они расположены [4–16]. В целом, анализ светового давления может быть полезным для понимания взаимодействия света с наноструктурами и может иметь применения в различных областях, включая нанооптику, наномедицину, наносенсорику и оптическую манипуляцию наночастиц. Изучение светового давления эванесцентной волны, действующей на сферическую наночастицу, также может иметь практическое применение [17–20]. Например, для разработки оптических методов очистки прозрачных поверхностей от малых частиц с помощью давления эванесцентных полей. Такой метод очистки является лучше химических методов, т. к. после его применения поверхность не остается загрязненной химикатами и не портятся ее оптические свойства [21, 22].

В работах [23, 24] представлены результаты экспериментальных исследований по воздействию сил лазерного излучения на транспортировку серебряных наночастиц, однако в экспериментах не были проведены исследования по изменению температуры наночастиц в жидкой среде при длительном воздействии лазерного излучения. Поэтому основной целью данной работы является исследование зависимости изменения температуры наночастицы от времени воздействия лазерного излучения.

## 1. Описание модели

Степень нагрева металлической наночастицы при ее облучении лазерным излучением, зависит от ее сечения поглощения $\sigma_{abs}$, которое для сферической наночастицы определяется по формуле [25, 26]:

$$\sigma_{abs} = 4\pi k_m R^3 \,\mathrm{Im}\left(\frac{n_p^2 - n_m^2}{n_p^2 + 2n_m^2}\right), \tag{1}$$

где $R$ – радиус наночастицы, $n_p$ – показатель преломления материала наночастицы, $n_m$ – показатель преломления жидкой среды, $k_m$ – волновое число. Поглощенную энергию наночастица в форме тепла передает окружающей ее среде, что обусловливает изменение механических свойств, в том числе и вязкости среды.

Мощность, поглощаемая наночастицей $P_{abs}$ можно выразить через интенсивность лазерного излучения $I_0$ и сечение поглощения $\sigma_{abs}$:

$$P_{abs} = \sigma_{abs} I_0 \tag{2}$$

Запишем уравнение теплового баланса:

$$P_{abs} = Q_{отв} + \frac{dU}{dt} \tag{3}$$

где $Q_{отв}$ – количество тепла, отводимое в жидкую среду в единицу времени, $\frac{dU}{dt}$ – изменение внутренней энергии наночастицы.

Количество тепла, отводимое в среду в единицу времени $Q_{отв}$, можно выразить через закон охлаждения Ньютона: $Q_{отв} = h \cdot S \cdot (T_p - T_m)$, где $h$ – коэффициент теплопередачи, $S = 4\pi R^2$ – площадь поверхности наночастицы, $T_p$ – температура наночастицы, $T_m$ – температура среды. Изменение внутренней энергии наночастицы:

$$\frac{dU}{dt} = c_p \cdot m_p \cdot \frac{dT_p}{dt} \tag{4}$$

Тогда, уравнение (3) можем записать в виде:

$$\sigma_{abs} \cdot I_0 = h \cdot 4\pi R^2 \cdot (T_p - T_m) + \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot \rho_p c_p \cdot \frac{dT_p}{dt} \tag{5}$$

Это дифференциальное уравнение первого порядка относительно $T_p(t)$. Общее решение такого уравнения имеет вид:

$$T_p(t) = T_m + \frac{\sigma_{abs} \cdot I_0}{h \cdot 4\pi R^2} \cdot (1 - \exp(-\frac{t}{\tau})), \tag{6}$$

где $\tau = \frac{R\rho_p c_p}{3h}$ – характерное время тепловой релаксации. Для наночастиц в жидкости $h$ может определяться теплопроводностью среды через граничный слой: $h = \frac{\alpha_m}{R}$, где $\alpha_m$ – коэффициент теплопроводности среды, тогда $\tau = \frac{R^2 \rho_p c_p}{3\alpha_m}$.

Полученная зависимость температуры от времени (6) – это экспоненциальный рост до установившейся температуры, определяемой балансом поглощенной мощности и отвода тепла со временем релаксации, зависящим от размера наночастицы и свойств материала, от свойств среды.

В стационарном режиме ( $\frac{dT_p}{dt} = 0$ ) температура частицы из уравнения (6) будет равна:

$$T_p(t) = T_m(t) + \frac{\sigma_{abs} I_0}{h \cdot 4\pi R^2} = T_m(t) + \frac{\sigma_{abs} I_0}{\alpha_m \cdot 4\pi R} \tag{7}$$

Также нужно учесть, что при больших перепадах температур или интенсивностях лазера могут возникать нелинейные эффекты, например, изменение свойств материала или кипение воды вокруг наночастицы. Но для малых изменений температуры можно считать данную модель линейной. Кроме того, необходимо учитывать, не происходит ли фазовых переходов или изменения оптических свойств материала наночастицы при нагреве, но для кратковременных воздействий этим можно пренебречь.

## 1. Численные расчеты

При расчете изменения температуры наночастицы в результате нагрева лазерным излучением (интенсивность лазерного излучения $I_0 = 5{,}1 \cdot 10^6$ Вт/м$^2$, длина волны 532 нм,) будем учитывать следующие значения параметров серебра и воды:

$\rho_p = 1{,}05 \cdot 10^4$ кг/м$^3$, $c_p = 2{,}5 \cdot 10^2$ Дж/(кг·К); $\rho_m = 1{,}0 \cdot 10^3$ кг/м$^3$, $c_m = 4{,}2 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\alpha_m = 0{,}603$ Вт/(м·К); показатель преломления материала окружающей среды (воды) $n_m = 1{,}33$; показатель преломления материала наночастицы (серебра по отношению к лазерному излучению с длиной волны 532 нм) $n_p = 0{,}06 + i3{,}586$ [21].

Для сферической наночастицы радиусом $R = 50$ нм находящейся в воде характерное время тепловой релаксации составляет $\tau \approx 3.64$ нс.

Согласно уравнению (7), температура наночастицы в стационарном режиме будет равна: $T_p = T_m + 0{,}0344$ (К). Этот результат показывает, что наночастица может нагреваться на 0.0344 К выше температуры воды.

### Заключение

В работе приведены результаты теоретических исследований по нагреву металлических сферических наночастиц, находящихся в жидкости под воздействием лазерного излучения. Произведены расчеты изменения температуры наночастицы при ее нагреве в результате воздействия лазерного излучения. Показано, что в гауссовом световом пучке температура наночастицы из серебра изменяется на несколько мК. Полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы при проведении экспериментов по транспортировке серебряных наночастиц в жидкости с помощью лазерного излучения в условиях нагрева наночастиц излучением и возможного испарения жидкости.

## Библиографические ссылки


1. Evolution of liht-induced vapor generation at a liquid-immersed metallic nanoparticle / Z. Fang [et al.] // Nano Letters. 2013. Vol. 13, № 4. P. 1736–1742.
2. Controllable generation and manipulation of micro-bubbles in water with absorptive colloid particles by CW laser radiation / O. V. Angelsky [et al.] // Optics Express. 2017. Vol. 25, № 5. P. 5232–5243.
3. Нагрев наночастиц лазерным излучением в жидкой среде / Л. С. Гайда [и др.] // Вестник Гродненского государственного университета им. Янки Купалы. Серия 2. Математика. Физика. Информатика, вычислительная техника и управление. 2025. Т. 15, № 2. С. 65–74.
4. О радиационных силах, действующих на прозрачную наночастицу в поле сфокусированного лазерного пучка / А. А. Афанасьев [и др.] // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, № 10. С. 904–907.
5. Концентрационная нелинейность суспензии прозрачных микросфер под действием градиентной силы в поле периодически модулированного лазерного излучения / А. А. Афанасьев [и др.] // Квантовая электроника. 2016. Т. 46, № 10. С. 891–894.
6. *Свистун, А. Ч.* Локализация диэлектрической сферической наночастицы под действием двух радиационных сил в поле сфокусированного лазерного пучка гауссовой формы / А. Ч. Свистун, Л. С. Гайда, Е. В. Матук // Журнал прикладной спектроскопии. 2019. Т. 86, № 2. С. 298–303.
7. *Гайда, Л. С.* Взаимодействие электромагнитного излучения с сфероидальными металлическими наночастицами в жидкости / Л. С. Гайда, Е. В. Матук, А. Ч. Свистун // Проблемы физики, математики и техники. 2018. № 1 (34). С. 24–28.
8. Влияние оптических параметров лазерного излучения и металлической наночастицы на ее транспортировку силами светового давления / Л. С. Гайда [и др.] // Вестник Гродненского государственного университета имени Янки Купалы. Серия 2. Математика. Физика. Информатика, вычислительная техника и управление. 2018. Т. 8, № 3. С. 93–101.
9. Движение серебряных наночастиц в жидкости с различной вязкостью под действием сил светового давления / А. А. Афанасьев [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. 2016. № 4 (29). С. 7–12.
10. Локализация диэлектрической сферической наночастицы под действием градиентной силы в интерференционном поле, формируемом при наложении встречных пучков лазерного излучения / А. Ч. Свистун [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. 2023. Т. 90, № 4. С. 599–605.

11. *Касьянов, И. А.* Исследование перераспределения частиц в жидкости под действием лазерного излучения / И. А. Касьянов, В. М. Петкевич, С. А. Пячин // Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран АТР в XXI веке. 2023. Т. 2. С. 388–392.
12. *Гайда, Л. С.* Движение металлической наночастицы в кровезамещающей жидкости под действием лазерного излучения / Л. С. Гайда, Е. В. Матук, А. Ч. Свистун // Вестник Гродненского государственного университета имени Янки Купалы. Серия 2. Математика. Физика. Информатика, вычислительная техника и управление. 2022. Т. 12, № 2. С. 104–112.
13. Влияние оптических параметров лазерного излучения и металлической наночастицы на ее транспортировку силами светового давления / Л. С. Гайда [и др.] // Вестник Гродненского государственного университета им. Янки Купалы. Серия 2. Математика. Физика. Информатика, вычислительная техника и управление. 2018. Т. 8, № 3. С. 93–101.
14. *Afanas'ev, A. A.* Effect of focusing the laser beam on the radiation Gaussian forces acting on the transparent nanoparticle / A. A. Afanas'ev, L. S. Gaida, A. Ch. Svistun // Journal of Applied Spectroscopy. 2016. Vol. 83, No. 6–16. P. 77–78.
15. *Матук, Е. В.* Вращение наночастиц в эллиптически поляризованном электромагнитном поле / Е. В. Матук, Л. С. Гайда, А. Ч. Свистун // Вестник Гродненского государственного университета имени Янки Купалы. Серия 2. Математика. Физика. Информатика, вычислительная техника и управление. 2023. Т. 13, № 3. С. 109–117.
16. Перемещение и локализация наночастиц в идеальной жидкости под действием градиентной силы светового давления / А. Ч. Свистун [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. 2024. № 1(58). С. 44–49.
17. Optothermally Induced Active and Chiral Motion of Colloidal Structures / Chand Rahul [et al.] // Soft Matter. 2025. No. 21. P. 4622–4630.
18. Динамика движения диэлектрической наночастицы вдоль границы раздела сред под действием силы светового давления сформированного эванесцентного поля / А. Ч. Свистун [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. 2025. Т. 92, № 3. С. 344–351.
19. Measurement of near-wall microparticle motion induced by evanescent-field radiation pressure / R. Kuriyama [et al.] // Journal of Applied Physics. 2025. Vol. 137, No. 12. P. 123105.
20. Свистун, А. Ч. Анализ светового давления эванесцентной электромагнитной волны на диэлектрическую сферическую наночастицу / А. Ч. Свистун, Э. В. Мусафиров, Д. В. Гузатов // Журнал прикладной спектроскопии. 2024. Т. 91, № 4. С. 526–533.
21. Триботехнические характеристики электроискровых покрытий, сформированных по бесконтактной технологии / Е. В. Овчинников [и др.] // Прогрессивные технологии и системы машиностроения. 2024. № 3(86). С. 40–45.
22. Теоретические аспекты формирования электроискровых покрытий на стальных субстратах / А. Ч. Свистун [и др.] // Горная механика и машиностроение. 2025. № 2. С. 102–110.
23. *Матук, Е. В.* Движение металлической наночастицы вблизи поверхности пузырька воздуха в жидкости под действием силы светового давления / Е. В. Матук, Л. С. Гайда, Д. В. Гузатов // Проблемы физики, математики и техники. 2015. № 3 (24). С. 17–20.
24. Движение серебряных наночастиц в жидкости с различной вязкостью под действием сил светового давления / А. А. Афанасьев [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. 2016. № 4 (29). С. 7–12.
25. *Гузатов, Д. В.* Транспортировка металлических наночастиц в вязкой среде с помощью лазерного излучения / Д. В. Гузатов, Л. С. Гайда // Веснік Гродзенскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя Янкі Купалы. Сер. 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка. Вылічальная тэхніка и кіраванне. 2012. № 1 (126). С. 109–119.
26. *Ландау, Л. Д., Лившиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. – М. : Наука, 1982. С. 357–420.

# Фотостабильность и ресурс работы комплексов включения лазерных красителей с β-циклодекстрином и наночастицами серебра

**С. С. Ануфрик, В. В. Тарковский, Н. Н. Курьян**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь*
*e-mail: anufrick@grsu.by, tarkovsky@grsu.by, kurian90@mail.ru*

В статье представлены результаты комплексного исследования влияния металлических наночастиц серебра и комплексов включения с β-циклодекстрином на генерационные характеристики лазеров на красителях в наносекундном диапазоне. Эксперименты проводились на шести типах красителей (родамины 6G и C, феналемин 160, оксазины 17 и 9, DCM) в различных растворителях. Показано, что Добавка наночастиц серебра в раствор родамина 6G увеличивает КПД генерации до 68 %. Для феналемина 160 в водно-этанольном растворе наблюдается увеличение КПД генерации на 43 % по сравнению с этанольным раствором.

***Ключевые слова:*** лазеры на красителях; наночастицы серебра; β-циклодекстрин; КПД преобразования; спектры поглощения и флуоресценции.

# Photostability and Service Life of Laser Dye Inclusion Complexes with β-Cyclodextrin and Silver Nanoparticles

**S. S. Anufrik, V. V. Tarkovsky, N. N. Kuryan**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus*
*e-mail: kurian90@mail.ru*

This article presents the results of a comprehensive study of the influence of metallic silver nanoparticles and inclusion complexes with β-cyclodextrin on the lasing characteristics of dye lasers in the nanosecond range. Experiments were conducted on six types of dyes (rhodamines 6G and C, phenalemine 160, oxazines 17 and 9, and DCM) in various solvents. Adding silver nanoparticles to a rhodamine 6G solution was shown to increase the lasing efficiency to 68 %. For phenalemine 160, a 43 % increase in lasing efficiency was observed in an aqueous-ethanol solution compared to an ethanol solution.

***Keywords:*** dye lasers, silver nanoparticles; β-cyclodextrin; conversion efficiency; absorption and fluorescence spectra.

## Введение

Включение металлических наночастиц в активные оптические среды может привести к существенным изменениям эффективных свойств активной среды в силу того, что поляризация нано частиц в поле электромагнитной волны изменяет характеристики этого поля в среде [1, 2]. При добавлении в раствор красителя наночастиц серебра наблюдается небольшое уменьшение поглощательной способности раствора красителя. При добавлении в окрашенный раствор $10^{-3}$ моль/л наночастиц серебра величина оптической плотности в полосе поглощения родамина 6G уменьшается в 1,2 раза. При этом положение максимума полосы поглощения и ее полуширина не меняются [1, 2]. При добавлении в раствор красителя наночастиц серебра интенсивность свечения растет вплоть до $C_{Ag}= 10^{-4}$ моль/л, а затем уменьшается. Полуширина спектра растет с ростом концентрации наночастиц

серебра. Порог генерации уменьшается примерно в 10 раз. Свойства генерационного излучения изменяются аналогично поглощению и флуоресценции [1, 2].

## 1. Экспериментальная установка

Исследования эффективности генерации растворов красителей в наносекундном диапазоне длительностей, проводилось на экспериментальной установке включающей лазер на красителях с возбуждением АИГ:$Nd^{3+}$ лазером. Оптическая схема установки представлена на рис. 1.

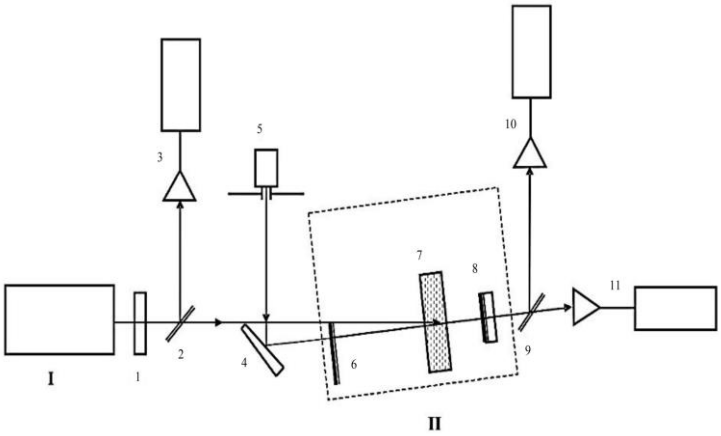



*Рис 1*. Схема лазера на красителях наносекундной длительности:
I – АИГ:$Nd^{3+}$ лазер накачки с ЭО модуляцией добротности; II – лазер на красителях.
1 – светофильтр СЗС-23; 2, 9 – поворотные стеклянные пластинки; 3, 10, 11 – измерители ИМО-2Н; 4 – поворотная клиновая подложка; 5 – юстировочный полупроводниковый лазер с диафрагмой; 6 – «глухое» зеркало резонатора лазера на красителях 2-й ступени; 7 – кювета с раствором красителя; 8 – выходное зеркало лазера на красителях

В качестве источника наносекундной когерентной накачки использовалась вторая гармоника твердотельного импульсного АИГ:$Nd^{3+}$ лазера белорусской фирмы LOTIS-TII (модель LS-2147). Энергия генерации на $\lambda$ = 532 нм составляла 140 мДж – 200 мДж при длительности импульса 10 нс – 14 нс.

В качестве активных сред лазера на красителях, с целью перекрытия широкого спектрального диапазона генерации, были выбраны эффективные красители. Концентрация исследуемых растворов красителей выбиралась так, чтобы обеспечить на длине волны накачки коэффициент поглощения $K$ = 15 – 25 $см^{-1}$. Такой коэффициент поглощения являлся оптимальным и соответствовал концентрации красителя в растворе $5 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$ ($10^{-4}$ моль/л).

## 2. Результаты и обсуждение

Исследовалась энергия генерации и КПД преобразования шести красителей в этанольном растворе, водно-этанольном, водно-этанольном растворе с добавкой наночастиц серебра и водно-этанольном растворе с β-циклодекстрином [3, 4]. Установлено, что в чисто этанольном растворе наибольшая эффективность преобразования 71,4 % получена на родамине 6G. На втором месте по КПД генера-

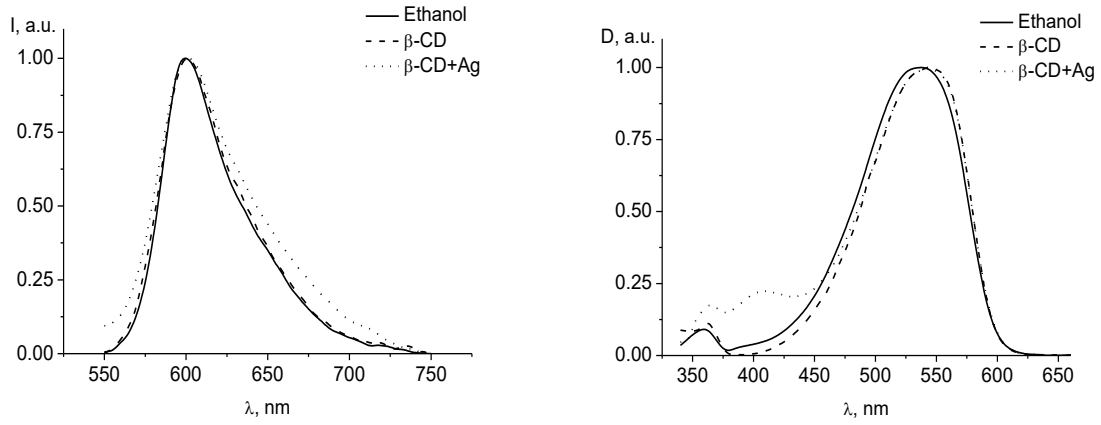
ции находится родамин С (69,3 %), на третьем месте феналемин 160 (50 %). Наименьший КПД генерации 14,3 % соответствует оксазину 17.

В водно-этанольном растворе КПД генерации оксазина 17 возрос на 15 %, а красителя DCM на 8 %, соответственно. Увеличение эффективности генерации феналемина 160 и оксазина 17 и DCM в водно-этанольном растворе может быть связано с наличием в структуре этих молекул карбонильной группы.

Добавка наночастиц в водно-этанольный раствор родамина 6G привела к дальнейшему увеличению эффективности генерации. Максимальный КПД генерации возрос до 68 %. Для остальных соединений КПД генерации существенно не изменился [1, 2].

Для комплекса включения родамина 6G с β-циклодекстрином в водно-этанольном растворе эффективность генерации возросла до рекордного значения 75 %, что превышает максимальный КПД генерации в чистом этанольном растворе. По сравнению с водно-этанольным раствором эффективность генерации комплекса включения родамина 6G с β-CD также возросла (на 16 %). Для комплекса включения с оксазином 9 наблюдается рост КПД генерации на 20 % по сравнению с водно-этанольным раствором. Увеличение энергии генерации комплексов включения указанных красителей объясняется встраиванием их ауксохромных заместителей в гидрофобную полость β-CD и экранировкой внешней гидрофильной оболочкой циклодекстрина. КПД генерации комплексов включения родамина С, DCM и оксазина 17 существенно не изменился по сравнению с водно-этанольным раствором этих красителей [3, 4].

На рис. 2 представлены спектры поглощения (*а*) и флуоресценции (*б*) феналемина 160 и его комплекса включения с β-CD в водно-этанольном растворе.




*а* *б*

*Рис. 2.* Спектры поглощения и флуоресценции феналемина 160 в этаноле, комплексе включения с β-циклодекстрином и в комплексе, модифицированном наночастицами серебра: *а* – спектры поглощения; *б* – спектры флуоресценции

Спектр поглощения феналемина 160 (рис. 2, *а*) при образовании комплекса включения испытывает небольшой батохромный сдвиг (~2 нм – 5 нм). При добавке в комплекс включения наночастиц серебра в спектре поглощения наблюдается появление дополнительного максимума, соответствующего длине волны максимума поглощения наночастиц. Спектр флуоресценции при этом практиче-

ски не изменяется (рис. 2, *б*). Добавка наночастиц серебра в комплекс включения привела лишь к незначительному уширению спектра флуоресценции. Все это, а также снижение интенсивности флуоресценции на коротковолновом краю спектра возбуждения свидетельствует о слабом межмолекулярном взаимодействии феналемина 160 с β-CD [3, 4].

Стерические препятствия (объём и форма молекулы феналемина 160) не способствуют встраиванию его в макроцикл β-CD. Однако, значительно меньший объём аминогруппы (34,63 Å$^3$) обеспечивает полное её встраивание в полость молекулы β-CD [3, 4]. Наличие аминогруппы в структуре, приводит к сильной локализации заряда на кумариновом ядре молекулы феналемина 160, который при встраивании экранируется β-CD, что не отражается на спектрах поглощения и флуоресценции. Стабилизация комплекса обеспечивается образованием водородных связей аминогруппы внутри макроцикла и карбонильной группы – с внешней гидрофильной оболочкой β-CD.

Далее было проведено сравнение эффективности генерации необлученных комплексов включения исследуемых красителей с β-циклодекстрином в водно-этанольных растворах с предварительно облученными в течение 1 часа УФ-излучением ртутной лампы ДРШ-8. Результаты эксперимента представлены в таблице.

**Генерационные характеристики облученных и необлученных комплексов включения красителей с β-циклодекстрином**

| Название соединения | Этанол + вода + β-циклодекстрин (необлученный) | | Этанол + вода + β-циклодекстрин (облученный) | |
|---|---|---|---|---|
| | $E_г$, мДж | $\eta_г$, % | $E_г$, мДж | $\eta_г$, % |
| Родамин 6G | 104 | 75,3 | 83 | 59,3 |
| Феналемин 160 | 85 | 60,7 | 100 | 71,4 |
| Родамин С | 90 | 62,1 | 96 | 68,6 |
| DCM | 49 | 35 | 53 | 37,9 |
| Оксазин 17 | 10 | 7,1 | 23 | 16,4 |
| Оксазин 9 | 24 | 17,1 | 17 | 12,1 |

Из данных таблицы видно, что комплексы включения исследуемых красителей с β-циклодекстрином обладают существенно большей фотостойкостью в водно-этанольном растворе.

Существенно, что для большинства исследуемых комплексов включения красителей после облучения наблюдается возрастание энергии генерации и КПД. Так для комплекса включения с феналемином 160 КПД генерации увеличился на 10,7 % и составил 71,4 %. Для комплекса включения с родамином С КПД равен 68,6 %, для оксазина 17 эффективность генерации возросла на 9,3 %. Причиной данного эффекта может являться активация УФ-излучением β-циклодекстрина и соответственно перенос энергии электронного возбуждения к молекулам красителя. Физический механизм данного явления требует, однако, дополнительно изучения. Характерно, что для комплексов включения родамина 6G и оксазина 9 с β-CD аналогичной зависимости не наблюдается. Для облученного раствора ро-

дамина 6G с β-CD КПД генерации снизился на 16 %, а комплекса включения с оксазином 9 на 5 %. Снижение генерационной эффективности в данном случае связано с фотораспадом молекул красителя из-за частичного встраивания их в полость β-CD поскольку объем молекул красителя превышает размер полости β-CD в 1,5-2 раза.

Далее исследовалась фотостабильность комплексов включения красителей при когерентном возбуждении водно-этанольного раствора объемом 5 мл импульсами второй гармоники АИГ:$Nd^{3+}$ с частотой следования 10 Гц.

Показано, что КПД генерации водно-этанольного раствора феналемина 160 после облучения $5 \cdot 10^3$ импульсов снижается в 2 раза, что соответствует примерно $10^3$ Дж вложенной энергии. В то же время генерационная эффективность комплекса включения феналемина 160 с β-CD снижается только на 10 % за данное количество импульсов и КПД сохраняется на уровне 50 %.

## Заключение

Таким образом, увеличение фотостабильности комплексов включения красителей различных типов (феналемины, родамины, оксазины) свидетельствует о том, что молекулы β-CD создают защитную оболочку для молекул красителя и тем самым эффективно экранируют их от фотораспада. Кроме того, образование комплексов включения красителей с β-CD в водно-этанольном растворе обеспечивает создание мицеллярных комплексов в которых молекулы красителя находятся внутри гидрофобной полости, а внешняя сольватная гидрофильная оболочка β-CD образована водородными связями с молекулами воды. Поэтому увеличение КПД генерации комплексов включения красителей с β-CD в водно-этанольном растворе свидетельствует об эффективной экранировке молекул красителя от водной среды и их взаимодействии только с молекулами растворителя-этанола внутри полости циклодекстрина.

В водно-этанольном растворе эффективность генерации феналемина 160 и оксазина 17 значительно возрастает. Для комплекса включения родамина 6G с β-циклодекстрином в водно-этанольном растворе получено рекордное значение КПД генерации равное 75 %. Добавка наночастиц в раствор данных красителей приводит к дальнейшему росту КПД.

## Библиографические ссылки


1. *Зейниденов, А. К.* Влияние наночастиц серебра на электронные. переходы в молекулах красителей и генерационные характеристики жидкостных лазеров на их основе / А. К. Зейниденов, Н. Х. Ибраев, М. Г. Кучеренко. // Вестник ОГУ. 2014. № 9. С. 96–102.
2. *Русинов, А. П., Кучеренко М. Г.* Влияние наночастиц серебра на оптические спектры поглощения молекул органических красителей в полимерных растворах и пленках // Вестник ОГУ. 2015. № 13. С. 195–202.
3. *Никитин, Н. А.* Циклодекстрины и их комплексы включения (обзор литературы) // Вопросы биологической, медицинской и фармацевтической химии. 2015. № 6. С. 3–11.
4. *Капустин, М. А.* Получение и свойства комплексов включения циклодекстрина с диметиловым / М. А. Капустин, Н. В. Гавриленко, В. П. Курченко // Труды БГУ. 2011. Т. 6, № 2. С. 126–133.

# Особенности формирования наноструктур свинца

**С. С. Ануфрик[1)], С. В. Васильев[1)], Н. Н. Курьян[1)], В. А. Шуленкова[2)]**

*[1)] Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь*
*e-mail: kurian90@mail.ry*
*[2)]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*e-mail: i.nikanchuk@ifanbel.bas-net.by*

Методом лазерной абляции в дистиллированной воде проведен синтез наночастиц свинца. Исходная мишень представляла собой поликристаллический образец, основным компонентом которого является оксид свинца (PbO) с примесями алюмосиликатов. В результате анализа снимков СЭМ установлено, что синтезированные наночастицы имеют преимущественно игольчатую и неправильную форму с узким распределением по размерам в диапазоне 100–150 нм. Наблюдается иерархическая структура покрытия: первичные наночастицы агрегируют в более крупные кластеры размером ~0,5 мкм, формируя макропористую поверхность. Полученные результаты демонстрируют эффективность метода лазерной абляции в жидкости для синтеза наноструктур свинца с контролируемой морфологией.

***Ключевые слова:*** лазерная абляция в жидкости; наночастицы свинца; синтез наночастиц; сканирующая электронная микроскопия; морфология наночастиц; оксид свинца.

# Features of the formation of lead nanostructures

**S. S. Anufrik[1)], S. V. Vasiliev[1)], N. N. Kuryan[1)], V. A. Shulenkova[2)]**

*[1)]Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus*
*e-mail: kurian90@mail.ry*
*[2)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus," Minsk, Belarus*
*e-mail: i.nikanchuk@ifanbel.bas-net.by*

Lead nanoparticles were synthesized using laser ablation in distilled water. The initial target was a polycrystalline sample, the main component of which was lead oxide (PbO) with aluminosilicate impurities. Analysis of SEM images revealed that the synthesized nanoparticles are predominantly needle-shaped and irregular in shape with a narrow size distribution in the range of 100–150 nm. A hierarchical coating structure is observed: primary nanoparticles aggregate into larger clusters measuring ~0.5 μm, forming a macroporous surface. The obtained results demonstrate the effectiveness of liquid laser ablation for the synthesis of lead nanostructures with controlled morphology.

***Keywords:*** Laser ablation in liquid; lead nanoparticles; nanoparticle synthesis; scanning electron microscopy; nanoparticle morphology; lead oxide.

## Введение

Метод лазерной абляции в жидкости (ЛАЖ) является перспективной технологией синтеза наночастиц (НЧ) металлов благодаря простоте реализации, отсутствию токсичных реагентов и возможности получения наночастиц с чистой поверхностью [1]. Ключевой задачей современных исследований является установление корреляции между параметрами синтеза и характеристиками НЧ.

При получении наночастиц в жидкости, методом лазерной абляции, следует учитывать: длину волны, длительность импульса, энергию импульса и параметры

используемой жидкости. УФ-лазеры обеспечивают меньший размер НЧ по сравнению с ИК-лазерами более эффективного поглощения энергии [2]. Лазеры фемтосекундной длительности дают узкое размерное распределение, наносекундные – более высокий выход облицованных наночастиц [3], а рост энергии приводит к увеличению среднего размера НЧ и выхода абляции [4]

Также следует учитывать и параметры жидкости, используемой в качестве стабилизатора. Как отмечают авторы работы [5] стабилизаторы (поливинилпирролидон (ПВП), сульфат триметила аммония (CTAB)) предотвращает агрегацию НЧ. Авторами работы [6] показано, что pH и ионный состав жидкости влияют на ζ-потенциал и стабильность коллоида.

Для исследования наночастиц обычно используют методы: УФ-видимая спектроскопия (плазмонный резонанс); ПЭМ/СЭМ (размер, морфология); DLS (гидродинамический размер); XRD (кристаллическая структура) [7]. Перспективным направлениями является: синтез гибридных и биметаллических НЧ, контроль морфологии (нанопластины, наностержни) и использование "зеленых" растворителей [8].

## 1. Экспериментальная установка

В качестве объектов исследования были выбраны наночастицы свинца. Элементный химический состав образца свинца представлен в таблице.

**Элементный химический сотов исследуемого образца Pb**

| Элемент | Тип линии | Вес % | Сигма вес % | Атом. % |
|---|---|---|---|---|
| Ti | K-серия | 0,01 | 0,02 | 0,01 |
| Al | K-серия | 0,34 | 0,02 | 0,56 |
| O | K-серия | 25,53 | 0,13 | 70,29 |
| W | L-серия | 0,05 | 0,16 | 0,01 |
| Na | K-серия | 2,89 | 0,04 | 5,54 |
| Cl | K-серия | 1,61 | 0,03 | 2,00 |
| Ca | K-серия | 3,14 | 0,03 | 3,45 |
| Pb | M-серия | 61,65 | 0,16 | 13,10 |
| K | K-серия | 0,98 | 0,02 | 1,10 |
| Zn | K-серия | 1,88 | 0,07 | 1,27 |
| Si | K-серия | 1,48 | 0,02 | 2,32 |
| Fe | K-серия | 0,44 | 0,03 | 0,35 |
| Всего | | 100,00 | | 100,00 |

Анализ результатов, представленных в таблице, показывает, что, исследуемый образец содержит в основном соединения свинца. Соотношение массовых и атомных процентов по массе составляет ~62 %, а по атомам ~13 %. Кислород представлен ~25 % по массе, а по атомам ~70 %), что является типичным для оксида свинца (PbO) или другого кислородсодержащего соединения свинца. В образце присутствует широкий спектр примесей (Al, Na, Cl, Ca, K, Zn, Si, Fe) в малых количествах (0,01-2,89) %.

Синтез наночастиц свинца проводили в водной среде согласно схеме установки представленной на рис. 1.

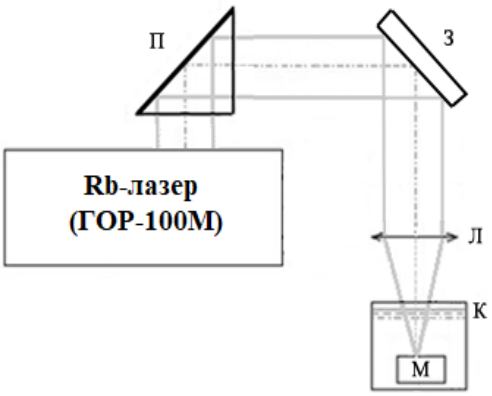
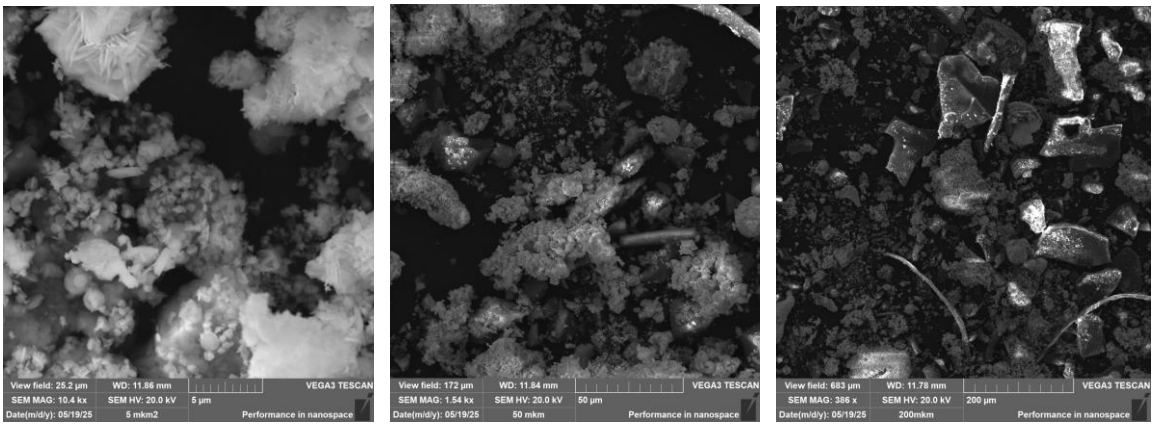



*Рис. 1.* Общие схемы экспериментальной установки получения наночастиц в водной среде:П - поворотная призма; 3 - поворотное зеркало; Л - фокусирующая линза ($f$ = 614 мм); М - мишень (металл); К - кювета.

Синтез наночастиц свинца осуществлялся рубиновым лазером, работающем в режиме свободной генерации с энергией в импульсе 20 Дж. Образец свинца, в водной среде, облучался серией из 10 сфокусированных лазерных импульсов в пятно диаметром 3 мм. Коллоидный раствор, содержащий наночастицы свинца выпаривался. Сухой остаток, в виде мелкодисперсного порошка свинца наносился на диэлектрическую подложку и исследовался с использованием метода сканирующей электронный микроскопии, прибор «TESCAN VEGA 3».

## 2. Результаты и обсуждение

Результаты сканирующей электронной микроскопии полученного порошка свинца, при различном увеличении, представлены на рис. 2.




*а* *б* *в*

*Рис. 2.* Оптические изображения коллоидных растворов наночастиц свинца, полученные при увеличении: *а* - 5 мкм; *б* - 50 мкм и *в* - 200 мкм

Анализ изображений (рис 2, *а* – *в*), полученных при последовательном увеличении, позволил выявить многоуровневую структуру поверхности. При малом увеличении (рис. 1, *а*) наблюдается, что основной каркас материала формируют крупные кристаллы оксида свинца. Они определяют механические свойства образца. Фоновая фаза представлена мелкими алюмосиликатными частицы, которые заполняют пространство между крупными конгломератами. Они могут выступать в роли связующего компонента или представлять собой другую минеральную примесь, сросшуюся с оксидом свинца. Следует отметить, что поверхность является неоднородной, с наличием крупных агрегатов размером ~0,5 мкм

и участков с различной контрастностью. Формирование макропористой структуры и крупных агрегатов может быть связано с быстрыми процессами кристаллизации и агрегации первичных наночастиц Pb в ходе синтеза. Неоднородность контраста указывает на ориентации кристаллитов или локальные различия в химическом составе поверхности.

При среднем увеличении (рис. 1, *б*) отчетливо проявляется зернистость материала. Можно видеть, что поверхность состоит из отдельных кристаллитов, средний размер которых составляет приблизительно 50–100 нм. Наблюдаемая зернистая структура является следствием поликристаллической природы осажденного свинца. Размер кристаллитов в диапазоне 50–100 нм типичен для процессов, где рост кристаллов был ограничен либо скоростью охлаждения, либо наличием примесей, тормозящих рекристаллизацию.

При максимальном увеличении (рис. 1, *в*) становится возможным детально охарактеризовать форму и размер первичных частиц. Большинство наночастиц имеет неправильную и игольчатую форму и демонстрирует узкое распределение по размерам в диапазоне от 100 нм до 150 нм. Игольчатая и неправильная форма наночастиц свидетельствует об анизотропном росте кристаллов, который характерен для гексагональной или ромбоэдрической кристаллической решетки свинца в определенных условиях синтеза. Узкое распределение по размерам указывает на относительно однородные кинетические условия образования частиц.

## Заключение

Полученные данные свидетельствуют о том, что морфология исследуемого образца является многоуровневой: от макропор и агрегатов на микроуровне до отдельных нанокристаллитов с выраженной анизотропией формы на наноуровне. Данная иерархическая структура, вероятно, сформировалась в результате двухстадийного процесса: первоначального быстрого образования зародышей с последующей их ориентированной агрегацией и ростом в условиях контролируемой кинетики.

## Библиографические ссылки


1. *Amendola V., Meneghetti M.* Laser ablation synthesis in solution and size manipulation of noble metal nanoparticles // Physical Chemistry Chemical Physics. 2009. Vol. 11, № 20. P. 3805–3821.
2. Surface chemistry of gold nanoparticles produced by laser ablation in aqueous media / J. P. Sylvestre [et al.] // Journal of Physical Chemistry B. 2004. Vol. 108, № 43. P. 16864–16869.
3. Nanomaterials via laser ablation/irradiation in liquid: A review / H. Zeng [et al.] // Advanced Functional Materials. 2012. Vol. 22, № 7. P. 1333–1353.
4. Preparation of silver nanoparticles by laser ablation in solution: Influence of laser wavelength on particle size / T. Tsuji [et al.] // Applied Surface Science. 2002. Vol. 202, № 1–2. P. 80–85.
5. Formation and size control of silver nanoparticles by laser ablation in aqueous solution/ F. Mafuné [et al.] // Journal of Physical Chemistry B. 2000. Vol. 104, № 39. P. 9111–9117.
6. *Barcikowski S., Compagnini G.* Advanced nanoparticle generation and excitation by lasers in liquids // Physical Chemistry Chemical Physics. 2013. Vol. 15, № 9. P. 3022–3026.
7. Laser ablation in liquids: Applications in the synthesis of nanocrystals / D. Zhang [et al.] // Progress in Materials Science. 2007. Vol. 52, № 4. P. 648–698.
8. Current state of laser synthesis of metal and alloy nanoparticles as ligand-free reference materials for nano-toxicological assays / S. Reichenberger [et al.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. 2019. Vol. 10, P. 1413–1420.

# Преломление электромагнитных волн решеткой из нанорулонов и листов на основе бислоев графен/нитрид бора

**Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, А. И. Сягло, С. В. Раткевич**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: poklonski@bsu.by*

Предложен дизайн трехмерного метаматериала, состоящего из регулярно чередующихся нанорулонов и листов на основе бислоев графен/нитрид бора. Даны оценки показателя преломления такого метаматериала в видимом диапазоне длин волн электромагнитного излучения.

***Ключевые слова:*** метаматериал; показатель преломления; бислойные BN-C рулоны и листы.

# Refraction of electromagnetic waves by a lattice of nanoscrolls and sheets based on graphene/boron nitride bilayers

**N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, A. I. Siahlo, S. V. Ratkevich**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: poklonski@bsu.by*

A three-dimensional metamaterial design is proposed, consisting of regularly alternating nanoscrolls and sheets based on graphene/boron nitride bilayers. Estimates of the refractive index of such a metamaterial are provided in the visible range of electromagnetic radiation wavelengths.

***Keywords:*** metamaterial; refractive index; bilayer BN-C nanoscrolls and sheets.

## Введение

Искусственные периодические структуры (метаматериалы) с отрицательными диэлектрической ($\varepsilon_r < 0$) и магнитной ($\mu_r < 0$) проницаемостями, называют левосторонними материалами [1]. Метаматериал характеризуется отрицательным коэффициентом преломления $n = -(\varepsilon_r\mu_r)^{1/2} < 0$. При падении плоской электромагнитной волны на границу раздела обычного материала и метаматериала прошедшая волна находится на той же стороне от нормали к поверхности границы раздела, что и падающая. Такой метаматериал усиливает эванесцентные волны (несущие информацию о деталях меньше $\lambda/2$), что позволяет преодолеть дифракционный предел при формировании изображений [2].

Цель работы – моделирование нового типа метаматериала, состоящего из чередующихся нанорулонов из графена и нитрида бора и плоских листов легированного азотом графена *n*-типа на нитриде бора. Слои графена в нанорулоне являются электропроводящими, а слои нитрида бора – изолирующими. Как двухслойные нанорулоны (с внешним радиусом $R_{out}$), так и плоские бислои графена на нитриде бора расположены с периодом $a = 2R_{out} + \Delta + 2h$, где $\Delta = h = 0.335$ нм – минимальное расстояние между слоями углерода и нитрида бора. Рассчитывается величина $n < 0$ метаматериала для плоской линейно поляризованной электромагнитной волны. Магнитная компонента **H** волны направлена вдоль оси нанорулона, а электрическая **E** — вдоль плоскости бислоя графен/нитрид бора (рис. 1).

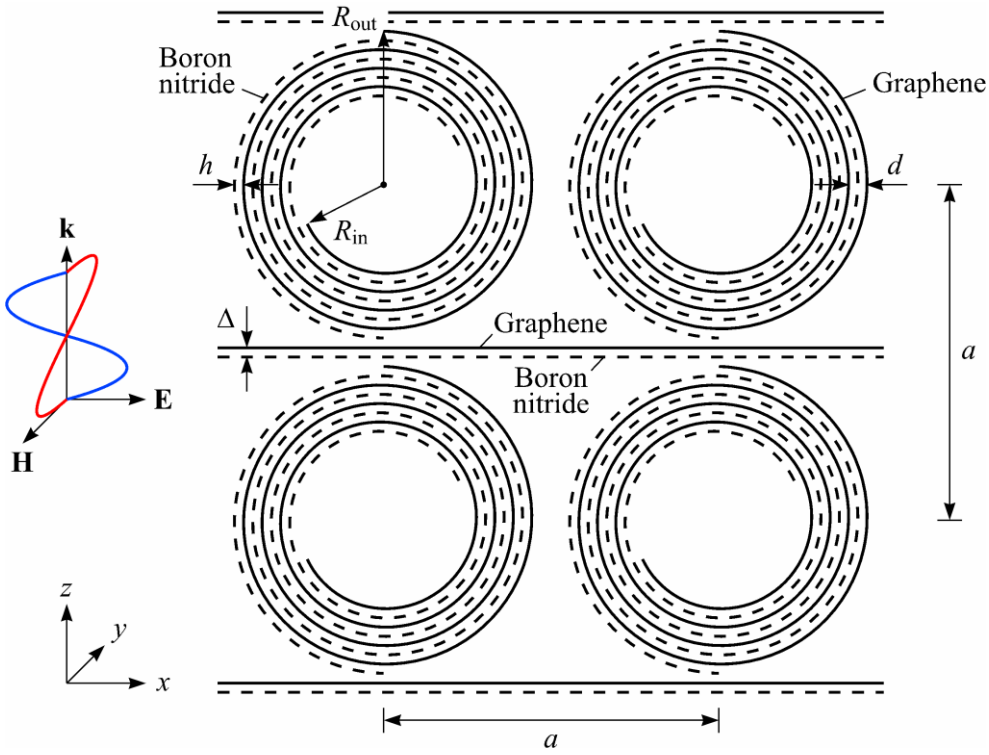



*Рис. 1.* Структура метаматериала из нанорулонов, свернутых из полосок графена и нитрида бора, направленных вдоль оси *y*, и бислоев графен/нитрид бора, параллельных плоскости *xy*, и направления векторов **E**, **H** и волнового вектора **k** плоской линейно поляризованной электромагнитной волны при ее распространении в таком метаматериале

## 1. Основные соотношения

Метаматериалы с отрицательной магнитной проницаемостью $\mu_r < 0$ в электромагнитном поле рассмотрены в работах [1, 3] и могут представлять собой систему периодически расположенных рулонов из проводящего материала (SRCs – *"Swiss roll" capacitors*). Эффективная магнитная проницаемость системы из SRCs дается выражением [3]:

$$\mu_r = 1 - \frac{\pi R_{out}^2}{a^2}\left(1 - \frac{c^2 d}{2(N-1)\pi^2\omega^2 R_{out}^3}\right)^{-1}, \qquad (1)$$

где $a$ – расстояние между центрами соседних рулонов, $R_{out}$ – внешний радиус рулона, $c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-1/2}$ – скорость света в вакууме, $d$ – зазор между витками в рулоне, $N$ – число витков в рулоне.

В легированном азотом графене (атомы N являются донорами, замещающими атомы C в графене [4], и при комнатной температуре полностью ионизованы) электронный газ может быть охарактеризован друдеподобной частотной зависимостью комплексной относительной диэлектрической проницаемости [5]:

$$\varepsilon_D(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\omega\varepsilon_0\Delta}, \qquad (2)$$

где $\omega$ – угловая частота, i – мнимая единица, $\sigma(\omega)$ – двумерная электрическая проводимость графена (единицы измерения: $Ом^{-1} = См$), $\varepsilon_0$ – электрическая

постоянная, $\Delta = 0.335$ нм – толщина графенового листа.

При достаточно сильном легировании электрическая проводимость графена определяется внутризонной электрической проводимостью [6]:

$$\sigma(\omega) \approx \sigma_{\text{intra}}(\omega) \approx \frac{\mathrm{i} e^2 E_{\text{F}}}{\pi\hbar^2(\omega + \mathrm{i}\tau^{-1})}, \tag{3}$$

где $e$ – элементарный заряд, $v_{\text{F}}$ – скорость Ферми электрона ($\approx 10^6$ м/с), $\tau$ – время релаксации, $E_{\text{F}}$ – уровень Ферми, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка.

Подставляя электропроводность (3) в формулу (2), получаем

$$\varepsilon_{\text{D}}(\omega) = 1 - \frac{e^2 E_{\text{F}}}{\pi\varepsilon_0\hbar^2\Delta\cdot\omega(\omega + \mathrm{i}\tau^{-1})} = 1 - \frac{e^2 E_{\text{F}}}{\pi\varepsilon_0\hbar^2\Delta}\left(\frac{1}{\omega^2 + \tau^{-2}} - \frac{\mathrm{i}\tau^{-1}}{\omega(\omega^2 + \tau^{-2})}\right), \tag{4}$$

где учтено, что $\mathrm{i}^2 = -1$.

Из выражения (4) следует, что действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости графена равна

$$\varepsilon_{\text{r}}(\omega) = \text{Re}[\varepsilon_{\text{D}}(\omega)] = 1 - \frac{e^2 E_{\text{F}}}{\pi\varepsilon_0\hbar^2\Delta\cdot(\omega^2 + \tau^{-2})}. \tag{5}$$

Время релаксации электронов проводимости в графене можно оценить по формуле [7]:

$$\tau = \mu E_{\text{F}}/e v_{\text{F}}^2, \tag{6}$$

где $\mu \approx 10^4$ см$^2$/(В·с) – экспериментальное значение дрейфовой подвижности электронов в графене, ограниченной рассеянием на ионах азота [8].

Из (5) следует условие на частотный диапазон излучения, для которого относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{\text{r}}(\omega)$ графена $n$-типа отрицательна:

$$\omega^2 < \omega_{\text{p}}^2 - \tau^{-2}, \tag{7}$$

где величина $\omega_{\text{p}} = (e^2 E_{\text{F}}/\pi\varepsilon_0\hbar^2\Delta)^{1/2}$ является аналогом плазменной частоты.

Оценки по формуле (7) для уровня Ферми в диапазоне от 140 до 600 мэВ дают значения плазменной частоты $\omega_{\text{p}}/2\pi$ от 380 ТГц до 780 ТГц. То есть, задавая определенный уровень легирования $n$-типа, можно получить отрицательные значения высокочастотной относительной диэлектрической проницаемости графена $\varepsilon_{\text{r}}$ во всем видимом диапазоне излучения.

Для формирования материала с отрицательной магнитной проницаемостью в желаемом диапазоне частот мы предлагаем использовать нанорулоны, свернутые из полосок графена и нитрида бора длиной 100 нм, расположенных с периодом $a$.

Согласно модели [9], двухслойный нанорулон с зазором между витками $d = 2h = 0.335 \cdot 2$ нм $= 0.67$ нм, свернутый из нанополосок графена и нитрида бора длиной $L = 100$ нм, в устойчивом состоянии имеет внутренний и внешний радиусы $R_{\text{in}} = 3.1$ нм и $R_{\text{out}} = 5.6$ нм; число витков $N = (\varphi_{\text{out}} - \varphi_{\text{in}})/2\pi = 3.7$ (рис. 1).

Значение отрицательной магнитной проницаемости системы из нанорулонов дается формулой (1). При расчете по формуле (1) сопротивлением материала нанорулона пренебрегаем. В соответствии с формулой (1) угловая частота $\omega$, при которой $|\mu_{\text{r}}| \to \infty$, равна $\omega_{\mu}^{\infty} = (c/\pi R_{\text{out}}^{3/2})\,[d/2(N-1)]^{1/2}$, а угловая частота $\omega$, при которой $\mu_{\text{r}} \to 0$, равна

$$\omega_{\mu}^{0} = \frac{c}{\pi R_{\text{out}}^{3/2}} \sqrt{\frac{d}{2(N-1)(1-\pi R_{\text{out}}^{2}/a^{2})}}.$$

Для рассматриваемой структуры из нанорулонов с $R_{\text{out}}$ = 5.6 нм, $d$ = 0.67 нм, $N$ = 3.7 и $a$ = 12.2 нм получаем $f_{\mu\infty} = \omega_{\mu}^{\infty}/2\pi$ = 404 ТГц и $f_{\mu 0} = \omega_{\mu}^{0}/2\pi$ = 694 ТГц, т. е. $\mu_r < 0$ практически во всем диапазоне видимого света (от красного до фиолетового).

## 2. Результаты и обсуждение

Рассмотрим метаматериал, состоящий из чередующихся двухслойных нанорулонов, свернутых из полосок графена и нитрида бора, и плоских бислоев «легированный графен/нитрид бора» (рис. 1). Выбор исходных компонентов продиктован большей технологичностью их использования по сравнению с метаматериалом из рулонов и нанотрубок, предложенным в работе [10], поскольку рулоны, в принципе, можно сворачивать из плоского бислоя [11]. Плоские бислои «графен *n*-типа/нитрид бора» обеспечивает друдеподобную зависимость $\varepsilon_r$ метаматериала от частоты $\omega/2\pi$ для электрической компоненты **E** волны, направленной вдоль плоскости бислоя, а двухслойные рулоны из полосок графена и нитрида бора позволяют получать отрицательные значения магнитной проницаемости.

Уровень Ферми в сильно легированном атомами азота (как донорами) графене $E_F = \hbar v_F(\pi n_{2D})^{1/2}$, где $n_{2D}$ — двумерная концентрация электронов; для $n_{2D} = 7.3\cdot10^{13}$ см$^{-2}$ имеем $E_F$ = 1 эВ. В соответствии с рис. 3 рассчитанные по (5) действительные значения диэлектрической проницаемости $\varepsilon_r = \text{Re}(\varepsilon_D)$ для легированного азотом графена ($E_F$ = 1 эВ) в диапазоне частот от 100 до 1000 ТГц, включающем частоты $\omega/2\pi$ видимого излучения, отрицательны и изменяются в пределах $-100 < \varepsilon_r < -0.005$, что согласуется с результатами [12].

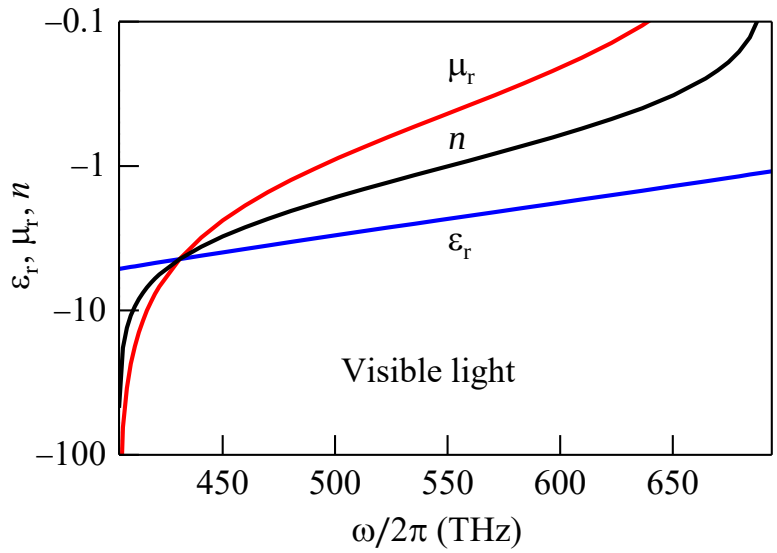



*Рис. 3.* Рассчитанные относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_r$, относительная магнитная проницаемость $\mu_r$ и коэффициент преломления *n* метаматериала из рулонов графен/нитрид бора и плоских бислоев «графен *n*-типа/нитрид бора» в интервале частот электромагнитного излучения $\omega/2\pi$ от 404 ТГц до 694 ТГц

Расчет $\mu_r$ выполнен по (1) для метаматериала, состоящего из плоских бислоев «графен *n*-типа/нитрид бора» с периодом между слоями $a = 2R_{out} + \Delta + 2h = 12.2$ нм и двухслойных нанорулонов, свернутых из полосок графена и нитрида бора с внешним радиусом $R_{out} = 5.6$ нм, расположенных в квадратной решетке с тем же периодом *a*. Такой метаматериал обеспечивает изменения значений $\varepsilon_r$, $\mu_r$ и $n = -(\varepsilon_r\mu_r)^{1/2}$ в пределах $-5.2 < \varepsilon_r < -1.1$, $-432 < \mu_r < 0$ и $-47 < n < 0$ на частотах электромагнитного излучения $\omega/2\pi$ от 404 до 694 ТГц (рис. 3). На частоте 550 ТГц (середина рассмотренного диапазона частот) $\varepsilon_r = -2.3$, $\mu_r = -0.4$ и $n = -1.0$.

## Заключение

Предложен новый метаматериал с отрицательными диэлектрической ($\varepsilon_r$) и магнитной ($\mu_r$) проницаемостями, состоящий из периодически расположенных нанорулонов и листов из бислоев графен/нитрид бора. Рассчитаны параметры структуры метаматериала с отрицательным показателем преломления $n < 0$ для видимого света (от красного до фиолетового). В середине рассмотренного частотного диапазона (550 ТГц; зеленый свет) $\varepsilon_r = -2.3$, $\mu_r = -0.4$ и $n = -1.0$.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант № Ф23РНФ-049) и ГПНИ «Конвергенция-2025».

## Библиографические ссылки

1. *Вендик И. Б., Вендик О. Г.* Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот // ЖТФ. 2013. Т. 83, № 1. С. 3–28.
2. *Sun J., Zhou J.* Metamaterials: the art in materials science // Engineering. 2025. Vol. 44. P. 145–161.
3. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena / J. B. Pendry [et al.] // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1999. Vol. 47, № 11. P. 2075–2084.
4. Functionalized graphene and targeted applications – Highlighting the road from chemistry to applications / A. Stergiou [et al.] // Prog. Mater. Sci. 2020. Vol. 114. P. 100683 (1–71).
5. *Wang W.* Edge magnetoplasmons and the optical excitations in graphene disks / W. Wang, S. P. Apell, J. M. Kinaret // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, № 12. P. 125450 (1–5).
6. Взаимообратимое плазмонное переключение в графеновом нанорезонаторе, нагруженном оболочечной квантовой точкой / М. Ю. Губин [и др.] // Квантовая электроника. 2020. Т. 50, № 10. С. 976–983.
7. *Koppens F. H. L.* Graphene plasmonics: a platform for strong light–matter interactions / F. H. L. Koppens, D. E. Chang, F. J. García de Abajo // Nano Lett. 2011. Vol. 11, № 8. P. 3370–3377.
8. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene / K. S. Novoselov [et al.] // Nature. 2005. Vol. 438, № 7065. P. 197–200.
9. Structure and energetics of carbon, hexagonal boron nitride, and carbon/hexagonal boron nitride single-layer and bilayer nanoscrolls / A. I. Siahlo [et al.] // Phys. Rev. Materials. 2018. Vol. 2, № 3. P. 036001 (1–9).
10. Model of metamaterial based on graphene scrolls and carbon nanotubes with negative refractive index / A. I. Siahlo [et al.]// Semiconductors. 2018. Vol. 52, № 14. P. 1886–1889.
11. A new technique for fabricating three-dimensional micro- and nanostructures of various shapes / V. Ya. Prinz [et al.] // Nanotechnology. 2001. Vol. 12, № 4. P. 399–402.
12. *Голованов О. А.* Проводимость графена в терагерцовом и инфракрасном диапазонах частот / О. А. Голованов, Г. С. Макеева, В. В. Вареница // Надежность и качество сложных систем. 2014. № 4 (8). С. 26–33.

# Перестраиваемый лазер на поликристаллическом Cr: ZnSe с импульсно-периодической накачкой

**Е. С. Воропай, Р. А. Пахоменко**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: ruslanpahomenko@mail.ru*

На поликристаллическом $Cr^{2+}$:ZnSe при накачке на длине волны 1.908 мкм излучением Tm:YLF-лазера с диодной накачкой, работающего в режиме модуляции добротности (частота следования импульсов 3 кГц), в области 2.32 мкм получена эффективная генерация (полный КПД ≈ 38 %) при средней мощности генерации ≈ 3 Вт (длительность импульса ~40 нс). Получена перестройка в диапазоне длин волн 2170÷2400 нм с шириной линии ~10 нм.

***Ключевые слова:*** лазер на кристалле Tm:YLF, диодная накачка, модуляция добротности, лазер на поликристаллическом $Cr^{2+}$:ZnSe.

# Tunable laser on polycrystalline Cr: ZnSe with pulse-periodic pumping

**E. S. Voropai, R. A. Pakhomenko**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: ruslanpahomenko@mail.ru*

On polycrystalline $Cr^{2+}$:ZnSe, pumped at a wavelength of 1.908 μm by a diode-pumped Tm:YLF-laser operating in the Q-switched mode (pulse repetition rate of 3 kHz), efficient lasing (total efficiency ≈ 38 %) was achieved in the 2.32 μm region with an average lasing power of ≈ 3 W (pulse duration ~40 ns). Tunability was achieved in the wavelength range of 2170–2400 nm with a linewidth of ~10 nm.

***Keywords:*** Tm:YLF laser, diode pumping, Q-switching, polycrystalline $Cr^{2+}$:ZnSe laser

## Введение

Одно из перспективных направлений создания твердотельных источников когерентного излучения среднего ИК диапазона для решения таких прикладных задач, как лазерная спектроскопия, медицинская диагностика и экологический мониторинг, основано на использовании кристаллов халькогенидов (ZnS, ZnSe, CdSe и др.), легированных ионами переходных металлов (Cr, Co, Ni, Fe). В частности, лазеры на кристаллах $Cr^{2+}$:ZnSe и $Cr^{2+}$:ZnS имеют полосу перестройки 2.1–3.1 мкм [1–3].

Полоса поглощения кристалла $Cr^{2+}$:ZnSe с максимумом на длине волны 1,8 мкм (ширина полосы ~300 нм) определяет выбор источников накачки. Наряду с диодными лазерами [4], для накачки применяются тулиевые волоконные [5] или кристаллические лазеры [6–8], излучающие в диапазоне длин волн 1.8–2 мкм.

Была продемонстрирована возможность эффективного возбуждения лазера на поликристалле $Cr^{2+}$:ZnSe излучением импульсно-периодического Tm:YLF-лазера, работающего в режиме модуляции добротности при использовании акустооптического модулятора [9].

Это обеспечивает высокую импульсную мощность (несколько десятков киловатт) при частоте следования импульсов в несколько килогерц и делает

перспективным использование лазера в аналитической спектроскопии с регистрацией сигнала методом синхронного детектирования.

В работе представлены результаты исследования генерационных характеристик эффективного перестраиваемого лазера на поликристаллическом $Cr^{2+}$:ZnSe с импульсно-периодической накачкой.

## 1. Описание экспериментальной установки

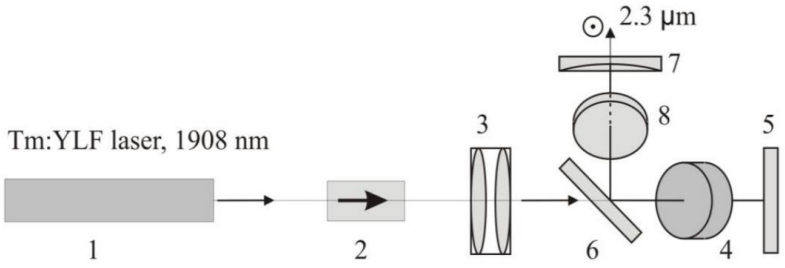



*Рис. 1.* Схема экспериментальной установки:
1 – Tm:YLF-лазер; 2 – оптическая развязка; 3 – система линз; 4 – активный элемент из Cr2+:ZnSe; 5 – «глухое» зеркало; 6 – дихроичное зеркало; 7 – выходное зеркало; 8 – фильтр Лио

Использовался образец поликристаллического $Cr^{2+}$:ZnSe, полученный методом высокотемпературной диффузии [9]. Для уменьшения поверхностного поглощения была проведена более тщательная полировка поверхностей образца.

Для оптической накачки образца $Cr^{2+}$:ZnSe использовался импульсно-периодический Tm: YLF-лазер с диодной накачкой, генерирующий линейно поляризованное излучение на длине волны 1908 нм.

При частоте модуляции 3 кГц длительность импульсов генерации составляла ~70 нс при средней мощности до 8 Вт. Излучение Tm:YLF-лазера 1 после прохождения системы оптической развязки 2, состоящей из поляризационного клина и четвертьволновой пластинки, приобретало круговую поляризацию, после чего фокусировалось системой линз 3 внутрь образца $Cr^{2+}$:ZnSe 4 (толщина образца ~3.6 мм, диаметр 20 мм) (рис. 1). При этом диаметр пучка накачки в перетяжке составлял ~550 мкм.

Образец был закреплен в медной оправе без дополнительного охлаждения и ориентирован в схеме резонатора под углом Брюстера. Резонатор формировался зеркалами 5, 6 и 7. Плоское зеркало 5 имело высокий коэффициент отражения на длинах волн 1.9–2.5 мкм (не менее 99.5 %), что позволяло увеличить долю поглощенной мощности накачки за счет двойного прохода пучка накачки через активный элемент.

Дихроичное зеркало 6 имело высокое отражение в диапазоне 2.1–2.5 мкм (≈ 99 % для вертикальной поляризации) и высокий коэффициент пропускания на длине волны накачки (≈ 90 %). В качестве выходного использовалось сферическое зеркало 7 с кривизной $R$ = 300 мм и коэффициентом пропускания на длине волны генерации ~80 %.

Выбранная конфигурация резонатора обеспечивала хорошее согласование области накачки с основной модой резонатора (диаметр ~500÷600 мкм) в

возможном диапазоне значений тепловой линзы (с фокусным расстоянием от 30 см до 300 см), наводимой в активном элементе.

Для перестройки спектра генерации внутрь схемы помещался фильтр Лио 8, состоящий либо из двух кварцевых пластин с толщиной 0.8 мм и 2.56 мм, либо из одной пластинки толщиной 6 мм, ориентированных под углом Брюстера к оси резонатора (рис. 1).

## 2. Результаты и их обсуждение

Порог генерации составлял ~0.2 Вт. При мощности накачки $P_{\text{pump}} \approx 7.9$ Вт (с учетом потерь на дихроичном зеркале) средняя мощность генерации имела величину $P_{\text{gen}} \approx 3$ Вт (рис. 2).

Помимо потерь на дихроичном зеркале значительная часть мощности накачки (~25 %) терялась при отражении излучения с круговой поляризацией от входного торца активного элемента. При этом поглощение мощности накачки в образце $Cr^{2+}$:ZnSe, ориентированном под углом Брюстера, составляло ~70 %. Полный КПД лазера при коэффициенте пропускания выходного зеркала ~20 % составил $\eta \sim 38$ %, что соответствовало дифференциальной эффективности по поглощенной мощности $\eta_{\text{abs}} \sim 75$ %.

При средней мощности генерации $P_{\text{gen}} \approx 3$ Вт длительность импульса генерации $Cr^{2+}$:ZnSe лазера равнялась $\Delta t_{\text{gen}} \approx 40$ нс, что соответствует импульсной мощности генерации $P_{\text{puls}} \approx 25$ кВт с энергией в импульсе $E \approx 1$ мДж. Лазер генерировал линейно поляризованное излучение, что наряду с ориентацией активного элемента определялось селективными свойствами дихроичного зеркала 6, вносящего наименьшие потери для вертикальной поляризации.

Спектр генерации в неселективном резонаторе находился в области $\lambda = 2.32$ мкм, соответствующей достаточно широкому максимуму спектра люминесценции $Cr^{2+}$:ZnSe [1, 9, 10]. Ширина линии генерации по уровню 0.5 составляла $\Delta\lambda \approx 50$ нм. Использование фильтра Лио, состоящего из двух кварцевых пластин (с толщиной 0.8 мм и 2.56 мм) обеспечивало перестройку длины волны генерации в диапазоне $\Delta\lambda \approx 2170 \div 2400$ нм с шириной линии $\delta\lambda \approx 10 \div 15$ нм (рис. 3).

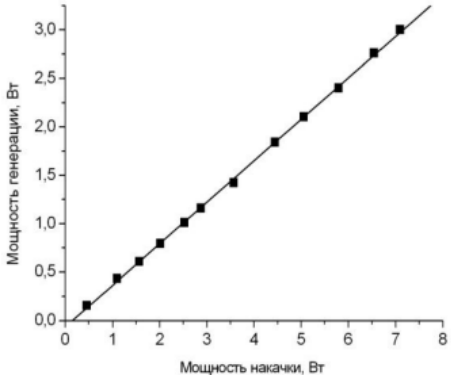



*Рис. 2.* Зависимость средней мощности генерации лазера на Cr2+:ZnSe от мощности Tm:YLF-лазера накачки

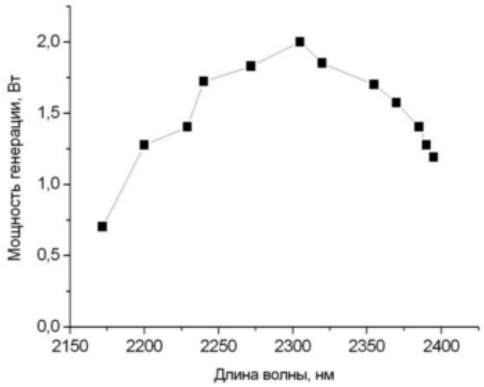



*Рис. 3.* Перестроечная кривая спектра генерации лазера на Cr2+:ZnSe

Снижение мощности генерации в максимуме перестроечной кривой составляло ~15 % в сравнении с неселективным резонатором. Длинноволновая граница диапазона перестройки была обусловлена резким снижением коэффициента отражения зеркал резонатора.

При помещении внутрь резонатора одной кварцевой пластинки толщиной 6 мм в спектре генерации наблюдались два максимума с шириной $\delta\lambda \approx 4$ нм по уровню 0.5 и расстоянием между максимумами генерации $\Delta\lambda \approx 80$ нм. Это позволило найти фактор резкости фильтра $F = \Delta\lambda/\delta\lambda$. Величина $F$ =20 свидетельствует о хороших селектирующих свойствах фильтра Лио в данном лазере, несмотря на малую длительность импульса генерации и большие поляризационные потери, вносимые дихроичным зеркалом.

## Выводы

В работе исследованы генерационные характеристики лазера на поликристаллическом $Cr^{2+}$:ZnSe, помещенного в неселективный и селективный резонаторы, при оптической накачке излучением Tm:YLF-лазера на длине волны 1.908 мкм, работающего в импульсно-периодическом режиме генерации (частота следования импульсов 3 кГц), с непрерывной диодной накачкой.

Получена эффективная генерация со средней мощностью до 3 Вт (полный КПД ~38 %) и с энергией в импульсе ≈ 1 мДж на длине волны $\lambda = 2.32$ нм, а также получена перестройка в диапазоне длин волн 2170÷2400 нм с шириной линии около 10 нм.

## Библиографические ссылки


1. *Sorokina I. T.* Cr-doped II–VI materials for lasers and nonlinear optics // Optical Materials. 2004. V. 26, Iss. 4. P. 395–412.
2. Импульсные Cr2+:ZnS- и Cr2+:ZnSe-лазеры среднего ИК диапазона с накачкой неодимовыми лазерами с модуляцией добротности и сдвигом частоты излучения с помощью ВКР / К. Грэхэм [и др.] // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 1.С. 8–14.
3. Спектральная динамика внутрирезонаторного поглощения в импульсном $Cr^{2+}$:ZnSe-лазере_/ В. А. Акимов [и др.] // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 5. С. 425–428.
4. *Moskalev I. S.* InP diode-pumped Cr:ZnS and Cr:ZnSe highly efficient, widely tunable, mid-IR lasers / I. S. Moskalev, V. V. Fedorov, S. B. Mirov // Proc. SPIE. 2010. V. 7578. Paper 75781K .
5. *Peterson R. D., Schepler K. L.* 1.9 μm-Fiber-Pumped Cr:ZnSe Laser // Advanced Solid-State Photonics. 2005 / Eds. by C. Denman and I. Sorokina / V. 98 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America). Paper 236.
6. High-Power and Q-Switched Cr:ZnSe Lasers / W. J. Alford [et al.] // Advanced Solid-State Photonics. 2003 / Ed. by J. Zayhowski, V. 83 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America). Paper 13.
7. Laser action in bulk Cr:ZnSe crystals / P. Koranda [et al.] // Proc. SPIE. 2008. V. 6998. Paper 69980R.
8. Эффективная генерация на длине волны 1908 нм в лазере на кристалле Tm:YLF с диодной накачкой / Н. Г. Захаров [ и др.] // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 5. С. 410–414.
9. Генерация лазера на поликристаллическом $Cr^{2+}$:ZnSe с накачкой излучением импульсно-периодического Tm:YLF лазера / А. А. Андронов [ и др.] // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 12. С. 1109–1111.
10. *Moskalev I. S.* Tunable, Single-Frequency, and Multi-Watt Continuous-Wave Cr2+:ZnSe Lasers / I. S. Moskalev, V. V. Fedorov, S. B. Mirov // Optics Express. 2008. V. 16, Iss. 6. P. 4145–4153.

# РОС-лазер на красителях со стабильной длиной волны излучения, возбуждаемый субнаносекундным твердотельным Nd:YAG микролазером с диодной накачкой

**В. М. Катаркевич**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: katarkevich@dragon.bas-net.by*

Сообщается о реализации компактного, эффективного ($\eta_E \sim 35$ %) и высокостабильного ($\varepsilon_l = 0{,}7 \div 2$ %) источника субнаносекундных ($\tau_{0.5} = 0{,}2 \div 0{,}4$ нс) и одиночных пикосекундных ($\tau_{0.5} = 40 \div 60$ пс) импульсов излучения, генерируемого на заранее заданных фиксированных длинах волн, на основе лазера на красителях со светоиндуцированной распределенной обратной связью (РОС), возбуждаемого излучением 2-й гармоники ($\lambda_н = 532$ нм) субнаносекундного ($\tau_{0.5} \approx 0{,}5$ нс) твердотельного Nd:YAG микролазера с диодной накачкой.

***Ключевые слова:*** лазеры на красителях, распределенная обратная связь, твердотельные микролазеры с диодной накачкой, субнаносекундные и пикосекундные импульсы.

# A wavelength-stable DFB dye laser excited by subnanosecond diode-pumped solid-state Nd:YAG microlaser

**V. M. Katarkevich**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: katarkevich@dragon.bas-net.by*

The paper reports on the implementation of a compact, efficient ($\eta_E \sim 35\%$) and highly stable ($\varepsilon_l = 0{,}7 \div 2\%$) source of subnanosecond ($\tau_{0.5} = 0{,}2 \div 0{,}4$ ns) and single picosecond ($\tau_{0.5} = 40 \div 60$ ps) radiation pulses generated at predetermined fixed wavelengths, based on a dye laser with light-induced distributed feedback (DFB) excited by the 2nd harmonic radiation ($\lambda_p = 532$ nm) of a subnanosecond ($\tau_{0.5} \approx 0{,}5$ ns) diode-pumped solid-state Nd:YAG microlaser.

***Keywords:*** dye lasers, distributed feedback, diode-pumped solid-state microlasers, subnanosecond and picosecond pulses**.**

## Введение

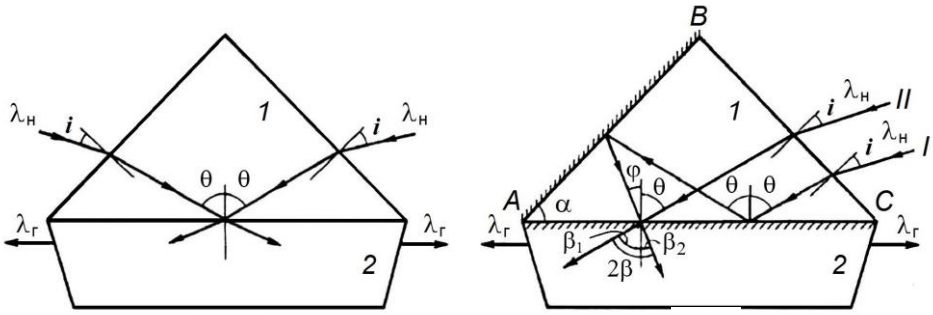
Лазеры на красителях со светоиндуцированной распределенной обратной связью (РОС) являются простыми и удобными источниками перестраиваемого по спектру узкополосного когерентного излучения как наносекундной, так и субнано-/пикосекундной длительности. В качестве источников возбуждения РОС-лазеров широкое применение нашли частотные твердотельные Nd:YAG-лазеры (2-я и 3-я гармоники), обеспечивающие получение эффективной генерации красителей во всей видимой области спектра. Значительные успехи, достигнутые в последние годы в разработке субнаносекундных твердотельных микролазеров с диодной накачкой, сделали их весьма подходящими источниками возбуждения РОС-лазеров на красителях. Это позволяет создавать компактные, высокостабильные и надежные

лазерные системы, обеспечивающие получение эффективной генерации перестраиваемых по спектру субнаносекундных и пикосекундных импульсов [1–3].

В большинстве опубликованных работ, посвященных лазерам на красителях со светоиндуцированной РОС, использовались различные варианты схемы излучателя, приведенной на рис. 1, *а*. При использовании такой схемы раствор красителя находится в непосредственном контакте с призмой из стекла, а длина волны генерации РОС-лазера $\lambda_г$ определяется выражением:

$$\lambda_г = \frac{n_p \lambda_н}{n_{пр} \sin\theta}, \qquad (1)$$

где $n_p$ и $n_{пр}$ - показатели преломления раствора красителя на длине волны генерации $\lambda_г$ и материала призмы на длине волны накачки $\lambda_н$, соответственно, а $\theta$ – угол падения пучка накачки на границу раздела призма-раствор красителя. В этом случае оперативная перестройка длины волны легко достигается путем простого изменения угла $\theta$, который в свою очередь зависит от угла падения $i$ пучка накачки на боковую грань призмы. Вместе с тем для целого ряда практических применений требуются лазерные источники излучения, обеспечивающие получение генерации на строго определенных длинах волн и отличающиеся хорошей воспроизводимостью параметров. Использование РОС-лазеров на красителях в значительной степени позволяет решить эту задачу.




*а* *б*

*Рис. 1.* Схемы излучателей РОС-лазеров на красителях:
*а* – традиционного типа; *б* – со стабильной длиной волны излучения.
1 – стеклянная призма; 2 – активная среда

Зависимость длины волны генерации от угла падения $i$ можно практически исключить при использовании излучателя РОС-лазера на красителях, оптическая схема которого приведена на рис. 1, *б* [4]. Устройство состоит из треугольной призмы из стекла 1 и кюветы с раствором красителя 2. Боковая поверхность призмы $AB$ имеет зеркальное покрытие с коэффициентом отражения $R \sim 100$ % на длине волны накачки. На грань призмы $AC$ наносится частично отражающее покрытие. В таком устройстве при $n_p = n_{пр}$ независимо от величины угла падения $i$ угол схождения $\varphi + \theta$ интерферирующих пучков накачки $I$ и $II$ всегда равен $2\alpha$, где $\alpha$ – угол призмы, прилегающий к боковой грани, контактирующей с раствором красителя. В этом случае при изменении угла $i$ генерация должна возбуждаться на одной и той же длине волны, определяемой выражением:

$$\lambda_г = \frac{\lambda_н}{\sin\beta}, \qquad (2)$$

где 2β – угол интерференции пучков накачки в активной среде. Следует однако отметить, что при $n_p \neq n_{пр}$, в отличие от угла φ + θ, величина угла $\beta_1 + \beta_2$ не является постоянной и зависит от наклона биссектрисы угла $\beta_1 + \beta_2$ по отношению к поверхности раздела призма-раствор. Вследствие этого период светоиндуцированной решетки, а, следовательно, и длина волны генерации несколько изменяются с изменением угла *i*, что ухудшает ее стабильность. Тем не менее, как будет показано ниже, и в этом случае угловая стабильность длины волны генерации существенно выше, чем при использовании РОС-лазера традиционного типа (рис. 1, *а*).

Целью настоящей работы было получение и исследование генерации в РОС-лазере на красителях со стабильной длиной волны излучения при его возбуждении 2-й гармоникой ($\lambda_н$ = 532 нм) субнаносекундного твердотельного Nd:YAG микролазера с диодной накачкой.

### 1. Условия эксперимента

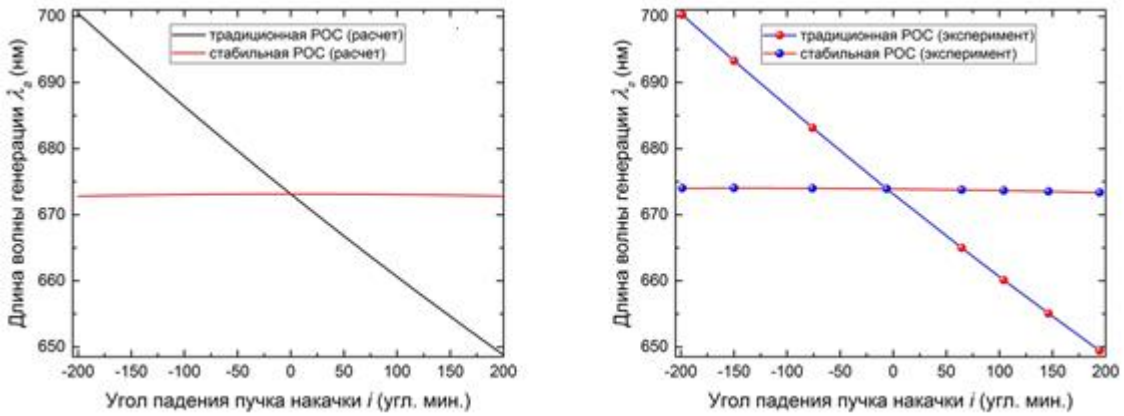
В данной работе излучатель РОС-лазера со стабильной длиной волны излучения представлял собой прямоугольную равнобедренную призму-кювету из стекла К-8 ($n_{пр} \approx 1{,}52$), на одну из катетных граней которой нанесено диэлектрическое отражающее покрытие с коэффициентом отражения $R \sim 100$ % на длине волны $\lambda_н$ = 532 нм. Так как в качестве растворителя красителей использовался этанол ($n_p \approx 1{,}36$), то устройство обеспечивало получение генерации на длине волны $\lambda_г \approx 673$ нм (1). В отличие от [4] (рис. 2, *б*), на гипотенузную грань призмы *AC* частично отражающее покрытие не наносилось, а его роль успешно выполняло френелевское отражение излучения на границе раздела призма-раствор ($R_ф \sim 1{,}6$ %). Активной средой РОС-лазера служил этанольный раствор пиридина 1 ($C_{кр} \sim 1{,}8$ ммоль/л), при использовании традиционной схемы (рис. 1, *а*) обеспечивавший перестройку $\lambda_г$ в области ~ 630 ÷ 733 нм. Возбуждение генерации осуществлялось излучением 2-й гармоники ($\lambda_н$ = 532 нм, $\Delta\lambda_{0.5} < 0{,}003$ нм; $E_н \leq 130$ мкДж) субнаносекундного ($\tau_{0.5} \approx 0{,}5$ нс) твердотельного Nd:YAG микролазера с диодной накачкой *STA-03SH-8-OEM* (*Standa Ltd*., Литва), работающего с частотой следования импульсов *f* до 1 кГц. В условиях нашего эксперимента энергия возбуждения РОС-лазера не превышала значения $E_н$ = 46 мкДж. Длина формируемой в растворе красителя РОС-структуры $L_{POC}$ составляла ~ 6 мм при ее высоте *d* = 0,1 ÷ 0,15 мм. В субнаносекундном режиме работы РОС-лазера, с целью повышения *КПД* и осуществления однонаправленного вывода излучения генерации из устройства, на пути одного из выходящих из кюветы пучков устанавливалось алюминиевое зеркало, возвращавшее его обратно в активную среду.

Исследование генерационных характеристик РОС-лазера осуществлялось на экспериментальной установке, аналогичной использованной в [2, 3]. Энергетические характеристики излучений накачки и генерации измерялись фотодиодами ФД-24К с двухканальным аналого-цифровым преобразователем ADC20M/10-2. Временные характеристики исследовались с помощью высокоскоростной электронно-

оптической камеры с линейной разверткой «Агат СФ-3» (разрешение до ~2 пс). Спектр излучения контролировался двухканальным дифракционным спектрометром S150 DUO (ООО «СОЛ инструментс») (разрешение $\sim 2{,}4 \times 10^4$ в режиме Эшелле) и интерферометром Фабри-Перо.

## 2. Результаты исследований

Результаты расчетов и измерений зависимости длины волны генерации $\lambda_г$ от угла падения пучка накачки $i$ для РОС-лазеров двух типов (рис. 1) представлены на рис. 2. Из рис. 2 следует, что, например, при отклонении пучка накачки на угол $i = 5'$ от нормального ($i = 0$) положения сдвиг длины волны генерации $\Delta\lambda_г$ для РОС-лазера традиционного типа составляет 0,65 нм, в то время как для РОС-лазера со стабильной длиной волны - всего 0,00021 нм. Это на два порядка меньше типичного значения ширины линии излучения РОС-лазера на красителях, составляющего сотые доли нанометра

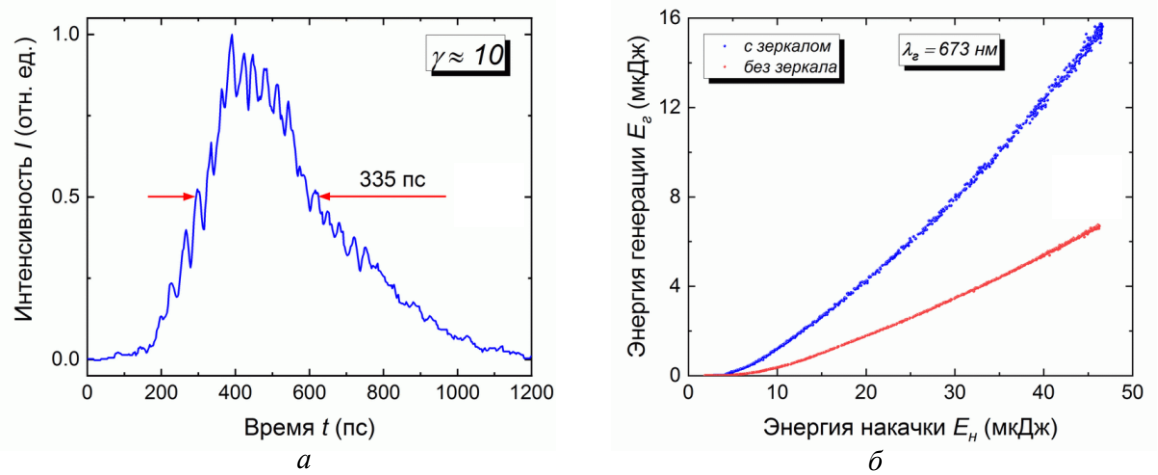



*а* *б*

*Рис. 2.* Зависимость длины волны генерации РОС-лазеров от угла падения пучка накачки $i$ на боковую грань призмы:
*а* – лазер традиционного типа; *б* – лазер со стабильной длиной волны излучения

Исследования временных характеристик излучения РОС-лазера показали, что при значительном уровне накачки $\gamma = E_н/E_{пор.}$ (где $E_н$ – энергия накачки, а $E_{пор.}$ – пороговое значение энергии возбуждения) в нем генерируются субнаносекундные импульсы ($\tau_{0.5} \sim 0{,}2 \div 0{,}4$ нс) с временной субструктурой (рис. 3, *а*), в то время как при небольшом превышении порога ($1 < \gamma < 1{,}25$) – одиночные пикосекундные импульсы ($\tau_{0.5} \sim 40 \div 60$ пс). В последнем случае наиболее короткие импульсы наблюдались при уровне накачки $\gamma = 1{,}25$, соответствующем порогу появления второго пикосекундного импульса в выходном излучении РОС-лазера

Результаты измерений зависимости энергии генерации РОС-лазера от энергии накачки приведены на рис. 3, *б*. Из данного рисунка видно, что при максимальной энергии возбуждения $E_н \sim 46$ мкДж ($\gamma \sim 10$) и использовании внешнего зеркала энергия излучения РОС-лазера достигает $E_г \sim 16$ мкДж. Это соответствует КПД генерации $\eta_E \sim 35$ % и мощности субнаносекундных импульсов $P_г \sim 48$ кВт. Что касается энергии и мощности получаемых вблизи




*а* *б*

*Рис. 3.* Временной профиль интенсивности субнаносекундного импульса излучения РОС-лазера (*а*) и зависимость энергии генерации РОС-лазера от энергии накачки (*б*)

порога одиночных пикосекундных импульсов, то при максимально допустимом уровне накачки ($\gamma \sim 1{,}25$) их значения составили $E_г \sim 50$ нДж и $P_г \sim 1{,}3$ кВт, соответственно. При стабильности энергии импульсов возбуждения $\varepsilon_н \sim 0{,}4\%$ энергетическая стабильность субнаносекундных и пикосекундных импульсов РОС-лазера $\varepsilon_г$ находилась в пределах $\sim 0{,}7 \div 2$ %. В зависимости от степени превышения порога $\gamma$, ширина спектра излучения РОС-лазера составляла $\Delta\lambda_{0,5} = 0{,}009 \div 0{,}013$ нм. При этом генерируемые им одиночные пикосекундные импульсы были спектрально-ограниченными ($\Delta\nu_{0,5} \times \tau_{0,5} \sim 0{,}3$). РОС-лазер устойчиво работал с частотой следования импульсов $f$ до нескольких сотен Гц без прокачки раствора красителя через кювету.

Таким образом, на основе РОС-лазера на красителях, возбуждаемого субнаносекундным твердотельным Nd:YAG микролазером с диодной накачкой, реализован компактный, эффективный и высокостабильный источник субнаносекундных и одиночных пикосекундных импульсов излучения, генерируемого на заранее заданных фиксированных длинах волн. Благодаря своей простоте, надежности и высоким выходным характеристикам, подобные лазерные устройства могут найти применение в качестве высокоинтенсивных спектральных реперов, а также для возбуждения и зондирования объектов на заданных фиксированных частотах.

### Библиографические ссылки


1. Picosecond distributed feedback dye laser excited with diode-pumped solid-state micro laser / Efendiev T. Sh. [et al.] // Azerb. J. Phys. Fizika. 2011. Vol.17, No. 2. P. 7–10.
2. Highly efficient solid-state distributed feedback dye laser based on polymer-filled nanoporous glass composite excited by a diode-pumped solid-state Nd:LSB microlaser / V. M. Katarkevich [et al] // Appl. Opt. 2015. V. 54, No. 26. P. 7962–7972.
3. *Novitsky D. V.* Dynamics of DFB dye lasing by polarization modulation: simulations and experiment / D. V. Novitsky, V. M. Katarkevich, T. Sh. Efendiev // Laser Physics Letters. 2015. Vol. 13, No. 2. P. 025002.
4. *Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш.* РОС-лазер на красителях со стабильной длиной волны излучения // Доклады АН БССР. 1996. Т. 40, № 4. С. 45-48.

# Оптимизация режимов возбуждения электроразрядных эксимерных лазеров

**К. Ф. Зноско**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь,*
*e-mail: znosko@rambler.ru*

Представлены результаты оптимизации параметров системы возбуждения электроразрядных эксимерных лазеров выполненных по типу LC-контура. Показано, что для получения высокой выходной энергии лазера при высокой эффективности необходимо разделить во времени процесс формирования объемного разряда и энерговклад в него. В этом случае формирование разряда осуществляется разрядом обострительной емкости, а энерговклад - разрядом накопительной емкости длительностью до 250 нс и более.

***Ключевые слова*:** электроразрядный эксимерный лазер, импульсный разряд, энерговклад в разряд, система возбуждения разряда, накопительная емкость, обострительная емкость.

# Optimization of excitation modes of electric-discharge excimer lasers

**K. F. Znosko**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus,*
*e-mail: znosko@rambler.ru*

The results of optimizing the excitation system parameters of electric-discharge excimer lasers designed as LC circuits are presented. It is shown that to achieve high laser output energy with high efficiency, it is necessary to separate the formation of the volume discharge and the energy input to it. In this case, the discharge is formed by the discharge of the peaking capacitor, and the energy input is carried out by the discharge of the storage capacitor, lasting up to 250 ns or more.

***Keywords:*** electric-discharge excimer laser, pulsed discharge, energy input into the discharge, discharge excitation system, storage capacitor, peaking capacitor.

## Введение

В настоящее время источники когерентного излучения – лазеры получили широкое распространение и применение. Они используются для лазерной литографии, абляции и обработки материалов и изделий [1], в лазерно-эмиссионном спектральном анализе материалов и веществ [2], для получения плазмы и в лазерно-плазменных технологиях [3], для наноструктурирования вещества, нанотехнологиях и синтезе наноматериалов совместно с электровзрывными технологиям [4], а также во многих других отраслях науки, техники и производства.

Среди многообразия типов лазеров особое место занимают лазеры генерирующие излучение в УФ области спектра. Среди лазеров этого спектрального диапазона несомненного наиболее мощными являются электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов [5–9]. Высокая импульсная мощность, возможность получения малой расходимости и узкой линии генерации сделали эти лазеры незаменимыми не только в различных отраслях науки и техники, но и производства. Разработка и совершенствование эксимерных лазеров открывает новые

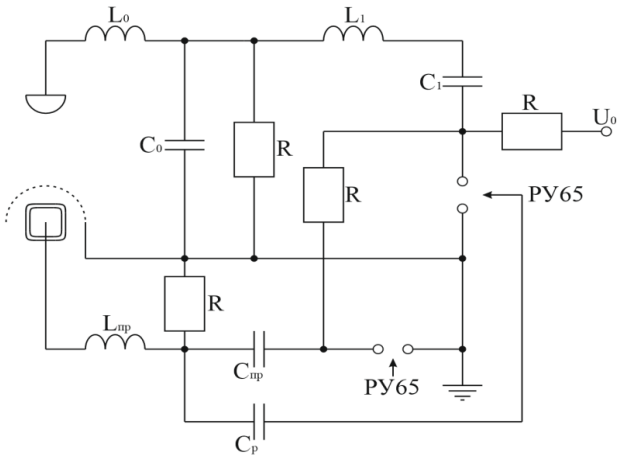
перспективы в микроэлектронике, фотолитографии, разделении изотопов, получении наноматериалов, медицине и биологии. Хотя были проведены масштабные исследования и разработки эксимерных лазеров, они еще продолжают оставаться объектом изучения и модернизации, включения в технологическую структуру производственных комплексов.

## 1. Экспериментальная установка

Исследования по оптимизации режимов возбуждения электроразрядных эксимерных лазеров проводились на установке, которая разработана с учетом опыта приобретенного ранее [4–5, 10, 11]. Излучатель лазера представлял собой диэлектрическую разрядную камеру, внутри которой располагались цельнометаллический анод, катод и электрод предыонизации. Межэлектродный промежуток между катодом и анодом составлял ~3,5 см. Катод имел близкий к цилиндрическому профиль, был изготовлен из листовой нержавеющей стали и имел перфорированное окно сечением 90×1,5 см$^2$ светопропусканием 50 % с диаметром ячеек ~1 мм. Анод являлся цельнометаллическим и имел профиль близкий к профилю Чанга.

Электрод предыонизации представлял собой металлический электрод, поверхность которого покрыта диэлектриком с высоким пробивным напряжением толщиной 0,5 мм. Предыонизация рабочей смеси в межэлектродном промежутке осуществлялась разрядом ограниченным диэлектриком из-под сетчатого катода. Длина электродов составляла 90 см. Разрядный объем составлял 90×3,5×1,5 см$^3$. На торцах разрядной камеры располагались зеркала резонатора. В качестве глухого зеркала использовалась кварцевая пластина с Al-покрытием. Выходным зеркалом служила чистая плоская кварцевая пластина.

Возбуждение разряда осуществлялось системой выполненной по типу LC-контура. Параметры контуров возбуждения с учетом активной среды предварительно моделировались аналогично работам [12–14]. Электрическая схема лазера представлена на рисунке. Накопительная ёмкость $C_1$ набиралась из конденсаторов К15-10 и достигала в исследованиях значения 350 нФ. Индуктивность $L_1$ в кон-туре перезарядки $C_1$ на $C_0$ изменялась от 11 нГн до 100 нГн, а $L_0$ – от 3 нГн до 20 нГн. Обострительная емкость $C_o$ была набрана из конденсаторов К15-4.




Электрическая схема электроразрядного эксимерного лазера

Разряд предыонизации возбуждался отдельным контуром $L_{пр}C_{пр}$. Так, как коммутатор в контуре $L_1C_1$ включался импульсом от контура предыонизации, то начало импульса тока основного разряда запаздывало примерно на ~100 нс относительно начала импульса предыонизации. Это давало возможность создать достаточно высокую концентрацию начальных электронов в основном межэлектродном промежутке для формирования однородного объемного разряда. Емкости $C_1$ и $C_{пр}$ заряжались от источника постоянного высокого напряжения через резисторы R. Емкость $C_р$ предназначена для формирования импульса поджига коммутатора в контуре $L_1C_1$ для создания основного разряда. В качестве коммутаторов использовались разрядники РУ65. Все узлы и элементы системы возбуждения лазера были расположены непосредственно на излучателе.

Оптимизация параметров системы возбуждения разряда в эксимерном XeCl лазере проводилась с буферным неоном. Энергия генерации в импульсе измерялась с помощью измерителя энергии лазерного излучения Ophir Pulsar 4.

## 2. Результаты исследования и их обсуждение

Исследование влияния каждого из параметров схемы возбуждения в достаточно широком диапазоне варьирования, а так же от их совокупности на величину энерговклада, эффективность энерговклада и энергию генерации позволили определить оптимальные электрические параметры схемы накачки электроразрядного эксимерного лазера выполненной по типу LC-контура для указанной выше геометрии разряда и его объема. Разработанную методику можно использовать для расчета параметров системы возбуждения при проектировании эксимерных лазеров по заданным выходным характеристикам генерации.

Из анализа экспериментальных и расчетных зависимостей получено, что наибольший энерговклад достигается при достаточно больших значениях накопительной емкости (250–350 нФ), позволяющей запасать до ~250 Дж энергии, и малых значениях обострительной емкости 2–5 нФ. Увеличение накопительной емкости более 300–350 нФ, не является целесообразным, так как эффективность процесса энерговклада в разряд при этом снижается из-за неустойчивости объемной стадии разряда и конечной ее длительности.

Значительное влияние на длительность энерговклада и, соответственно, длительность импульса генерации оказывает обострительная емкость. При малых ее значениях (3–5 нФ) наблюдаются импульсы тока через разрядный промежуток длительностью до 250 нс. В этом случае зависимость мощности энерговклада от времени представляет собой импульс колоколообразной формы с высокочастотными колебаниями на фронте, которые не оказывают влияния на однородность разряда. Уменьшение значения обострительной емкости до 1–2 нФ позволяет незначительно увеличить величину энергии, вкладываемой в межэлектродный промежуток. Дальнейшее ее, уменьшение приводит резкому снижению энерговклада. Увеличение $C_0$ приводит к увеличению колебательной структуры импульса разрядного тока, что приводит к образованию неоднородностей в разряде и в итоге к снижению величины энергии вложенной в разряд за время его объемной фазы.

Таким образом, максимальные энергии достигаются при соотношении обострительной и накопительной емкостей 0,01–0,02, при этом значение накопительной

емкости должно быть порядка 250–350 нФ. Использование такого соотношение емкостей позволяет получить достаточно длительную объемную стадию разряда (до 250 нс), и, следовательно, длительное время энерговклада, так как в данном случае происходит его разделение на две стадии: стадию формирования и стадию энерговклада в разряд.

Для достижений максимальных энергий генерации лазера необходимо стремиться величину индуктивности обострительного контура $L_0$ сделать минимально возможной для данной конструкции лазера. Как было показано, что эта индуктивность является паразитной и ее уменьшение приводит к значительному увеличению энергии. В расчетных моделях ее можно принять равной нулю, однако на практике ее снизить ниже 3 нГн не удается.

Определяющее влияние на энерговклад в разряд и выходную энергию лазера оказывает индуктивность $L_1$. Численное моделирование показывает, что при минимальных значениях обострительной емкости $C_0$ и максимальных значениях $C_1$ величина $L_1$ должна быть уменьшена до 5–6 нФ. Экспериментально снизить $L_1$ удалось только до 11 нГн. Рост индуктивности $L_1$ приводит к затягиванию импульса тока разряда и снижению энерговклада в него.

Иная картина наблюдается при реализации режима с полной перезарядкой емкостей. В этом случае $C_0$ примерно равна $C_1$, а их значения находятся в диапазоне 70–150 нФ. В этом случае с увеличением индуктивности $L_1$ наблюдается рост энерговклада в активную среду до значений $L_1$ ~ 30–35 нГн. Это обусловлено тем, что при данных значениях индуктивности $L_1$ накопительная емкость $C_1$ успевает полностью перезарядится на обострительную $C_0$. Энергия запасенная в $C_1$ оказывается перекачанной в $C_0$. Если характеристическое время контура $C_1L_1$ намного больше характеристического времени контура $C_0L_0$, то после пробоя межэлектродного промежутка в максимуме напряжения на $C_0$ практически вся энергия будет вложенной в разряд за время ~60-80 нс. При этом будут генерироваться короткие (~40-60 нс) импульсы с высокой энергетической эффективностью.

Эффективным является режим накачки, при котором возбуждение активной среды лазера производится мощным импульсом, сформированным разрядом обострительной емкости на фоне разряда накопительной емкости. При этом накопительная емкость должна иметь достаточно большое значение (порядка 300 нФ). Данный режим достигается при соотношении $C_0/C_1$ около 0,2–0,4. Он характеризуется небольшой длительностью процесса энерговклада (~100 нс), повышенной его мощностью, наличием длинного «хвоста» у разрядного тока и короткой (~ 60–70 нс) длительностью импульса генерации.

**Заключение**

Таким образом, режим накачки активной среды лазера, при котором достигаются максимальные величины энерговклада, характеризуется максимальными длительностями процесса энерговклада. Он осуществляется при малых значениях обострительной емкости, больших значениях накопительной емкости и малых значениях индуктивности накопительного контура. В этом случае возбуждение разряда разделено на две стадии: обострительная емкость в течение ~10 нс осуществляет пробой межэлектродного промежутка и формирование объемного разряда, а

накопительная емкость осуществляет в него энерговклад в течение длительного времени (~250 нс). Это позволяет вложить в разряд, за время существования его объемной стадии, практически всю запасенную в накопительной емкости энергию, получить высокие значения выходной энергии лазера и высокую его эффективность (по отношению к запасенной в накопительной емкости энергии).

**Библиографические ссылки**


1. *Зноско, К. Ф.* Механизмы усиления интенсивности спектральных линий плазмы и роста выноса материала из эрозионного кратера при двухимпульсной лазерной абляции / К. Ф. Зноско // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, выліч. тэхніка і кіраванне. 2023. Т. 13, № 1. С. 116–132.
2. Исследование микроэлементного химического состава строительного песка методами спектрального анализа / С. С. Ануфрик [и др.] // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, выліч. тэхніка і кіраванне. 2016. Т. 6, № 2. С. 57–63.
3. *Курьян, Н. Н.* Временная динамика свечения лазерно-эмиссионного факела глины / Н. Н. Курьян, К. Ф. Зноско, В. В. Григуть // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, выліч. тэхніка і кіраванне. 2018. Т.8, №2. С.101–110.
4. *Зноско, К. Ф.* Размерные характеристики наночастиц, синтезированных в плазме электровзрывного разряда // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, выліч. тэхніка і кіраванне. 2024. Т. 14, № 1. С. 81–92.
5. *Баранов В. Ю.* Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. / В. Ю. Баранов, В. М. Борисов, Ю.Ю. Степанов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 216 с.
6. *Месяц Г. А.* Импульсные газовые лазеры. / Г. А. Месяц, В. В. Осипов, В. Ф. Тарасенко. – М.: Наука, 1991. 272с.
7. Электроразрядный XeCl-лазер с энергией генерации 10 Дж и длительностью импульса излучения 300 нс / И. Н. Коновалов [и др.] // Квант. электрон. 2005. Т.35, №3. С. 237– 240.
8. *Ануфрик, С. С.,* Влияние параметров LC-контура на энергию генерации XeCl-лазера / С. С. Ануфрик, К. Ф. Зноско, А. Д. Курганский// Квант. электрон. 1989. Т. 16, № 11. С. 2228–2231.
9. *Ануфрик, С. С.,* Энергетические характеристики XeCl-лазера с возбуждением LC-инвертором / С. С. Ануфрик, А. П., Володенков К. Ф. Зноско // Журнал прикладной спектроскопии. 1999. Т. 66, № 5. С. 702–707.
10. *Зноско, К. Ф., Белаш В. Ч.* Коаксиальные XeCl-эксилампы барьерного и емкостного разрядов // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, выліч. тэхніка і кіраванне. 2019. Т. 9, № 3. С. 74–85.
11. *Зноско, К. Ф., Белаш В. Ч.* Системы высокочастотного возбуждения XeCl-эксиламп барьерного и емкостного разрядов // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 6. Тэхніка. 2019. Т. 9, № 1. С. 28–39.
12. *Volodenkov, A.* Modeling of emission characteristics of XeCl excilamps in pulse-periodic mode of work / A. Volodenkov, S. Anufrik, K. Znosko // High Temperature Material Processes. 2014. Vol. 18, No. 3. P. 181–196.
13. *Anufrik, S. S.* Kinetic model for XeCl-lasers / S. S. Anufrik, A. P. Volodenkov, K. F. Znosko // LFNM 2006 : proceedings of the 8th Int. conference on laser and fiber-optical networks modeling, Kharkiv, Ukraine, June 29 – July 1, 2006 / Kharkiv State University of Radio Electronics, ed. by I. A. Sukhoivanov. – [S. l.] : IEEE, 2006. P. 80–83.
14. *Anufrik, S.* Simulation of active medium of XeCl lasers / S. Anufrik, A. Volodenkov, K. Znosko // Advanced Lasers and Systems 2007 : proceedings of the Int. conf. on lasers, applications, and technologies, Minsk, Belarus, May 28 – June 1, 2007 / Eds.: V. A. Orlovich, V. Panchenko, I. A. Scherbakov. – Minsk : Society of Photo Optical, 2007. Art. 673106. – (Proceedings of SPIE ; vol. 6731). URL: https://doi.org/10.1117/12.751862.

# Лазерная генерация в дисковых и кольцевых микрорезонаторах InGaN/GaN/AlGaN на кремнии

**Н. В. Крыжановская[1)], Э. И. Моисеев[1)], С. Д. Комаров[1)], К. А. Иванов[1)], А. Ф. Цацульников[2)], Е. В. Луценко[3)], А. Г. Войнилович[3)], А. В. Сахаров[2, 4)], Д. С. Артеев[2, 4)], А. Е. Николаев[4)], Е. Е. Заварин[2, 4)], Д. А. Масютин[1)], А. А. Пивоварова[4)], Н. Д. Ильинская[4)], И. П. Смирнова[4)], Л. К. Марков[4)], А. Е. Жуков[1)]**

*[1)]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Санкт-Петербург, Россия, e-mail:nataliakryzh@gmail.com*
*[2)] НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург, Россия*
*[3)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*[4)] Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Созданы микродисковые и микрокольцевые лазеры с использованием InGaN/GaN/AlGaN эпитаксиальной полупроводниковой структуры на подложке кремния. При оптической накачке в импульсном режиме продемонстрирована лазерная генерация в микролазерах диаметром 5–8 мкм, работающих на модах шепчущей галереи. Получена генерация от комнатной температуры до 100 градусов Цельсия вблизи 420 нм, с высокой температурной стабильностью длины волны излучения, которая описывается коэффициентом $d\lambda/dT$ = 0,0115 нм/К.

***Ключевые слова:*** дисковый резонатор; кольцевой резонатор; III-N полупроводниковые соединения; микролазер; моды шепчущей галереи; микролазер на кремнии.

# Lasing in disk and ring InGaN/GaN/AlGaN microcavities on silicon

**N. V. Kryzhanovskaya[1)], E. I. Moiseev[1)], S .D. Komarov[1)], K. A. Ivanov[1)], A. F. Tsatsul'nikov[2)], E. V. Lutsenko[3)], A. G. Vainilovich[3)], A. V. Sakharov[2, 4)], D. S. Arteyev[2, 4)], A. E. Nikolaev[4)], E. E. Zavarin[2, 4)], D. A. Masyutin[1)], A. A. Pivovarova[4)], N. D. Ilyinskaya[4)], I. P. Smirnova[4)], L. K. Markov[4)], A. E. Zhukov[1)]**

*[1)] HSE University, Saint-Petersburg, Russia, e-mail: nataliakryzh@gmail.com*
*[2)] Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research & Engineering Center, RAS, Saint-Petersburg, Russia*
*[3)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*
*[4)] Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS, Saint Petersburg, Russia*

Microdisk and microring lasers have been developed using an InGaN/GaN/AlGaN epitaxial semiconductor structure grown on a silicon substrate. Lasing has been demonstrated in microlasers with diameters of 5–8 μm, operating on whispering gallery modes under pulsed optical pumping. Lasing has been achieved from room temperature to 100 degrees Celsius, with high temperature stability of the emission wavelength near 420 nm, described by the coefficient $d\lambda/dT$ = 0.0115 nm/K.

***Keywords:*** disk resonator; ring resonator; III-N semiconductors; microlaser; whispering gallery modes; silicon microlaser.

## Введение

Создание эффективных и компактных микролазеров, излучающих в УФ и видимом спектральном диапазонах и совместимых с фотонными схемами требуется для таких приложений как биохимическое детектирование и создание быстрых оптических межсоединений и переключений на плате [1, 2]. С использованием технологии комбинации зародышевого слоя и слоев-фильтров дислокаций возможно создать эпитаксиальные полупроводниковые слои А3Б5 на Si с плотностью прорастающих дислокаций порядка $10^5$ см$^2$, и реализовать эффективные светоизлучающие устройства [3, 4]. Применение высокодобротных резонаторов, таких как дисковые или кольцевые позволяет реализовать очень компактные источники когерентного излучения [5]. Несмотря на высокий интерес к созданию и исследованию III-N микролазеров [6, 7], данных по их анализу при повышенных температурах практически нет. В тоже время благодаря уникальным характеристикам и III-N полупроводниковых соединений и большому междмодо-вому расстоянию в микролазерах возможна реализация высокой спектральной стабильности в широком температурном диапазоне.

В данной работе с использованием фотолитографии и плазмохимического травления InGaN/GaN/AlGaN эпитаксиальных структур на Si созданы микролазеры диаметром 5−8 мкм и исследованы их характеристики вплоть до температуры 100 градусов Цельсия. Получена высокая температурная стабильность пороговой мощности накачки и спектрального положения линии лазерной генерации.

## 1. Описание эксперимента

Эпитаксиальная гетероструктура выращивалась методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке кремния (111) (установка Dragon-125 с горизонтальным индукционно-нагреваемым реактором). Триметилгалий, триметилалюминий, триметилиндий и аммиак использовались в качестве прекурсоров, водород и азот – в качестве газов-носителей. Процесс роста эпитаксиальной структуры на подложке Si начинался с осаждения слоя AlN для предотвращения взаимодействия галлия и кремния с образованием эвтектики (так называемый meltback etching). После этого выращивались буферные слои со ступенчатым понижением состава AlN/$Al_xGa_{1-x}N$. При этом обеспечивается компенсация механических напряжений, возникающих при охлаждении структуры после эпитаксиального роста, и достигается плотность дислокаций не более $10^9$ см$^{-2}$. Выращенная структура содержит слой AlN толщиной 200 нм, композицию буферных слоев AlGaN переменного состава общей толщиной 770 нм, волноводный слой GaN толщиной 200 нм, пять квантовых ям $In_{0.1}Ga_{0.9}N$/GaN толщиной по 2 нм, разделенных между собой слоями GaN толщиной 8 нм, и покрывающего слоя GaN толщиной 200 нм. Спектр фотолюминесценции (ФЛ) синтезированной эпитаксиальной гетероструктуры, полученный при комнатной температуре и накачке в непрерывном режиме (He-Cd лазер, 325 нм, плотность мощности накачки 250 кВт/см$^2$) приведен на рис. 1, *а*. Модуляция интенсивности спектров фотолюминесценции обусловлена интерференцией излучения, из-за отражения на гетерограницах и поверхности структуры GaN/воздух. Линия спектра ФЛ с максимумом на 365 нм соответствует

излучению из слоев GaN. Излучению InGaN/GaN квантовых ям соответствует широкая спектральная линия в диапазоне 370−480 нм, с максимумом излучения вблизи 415 нм.

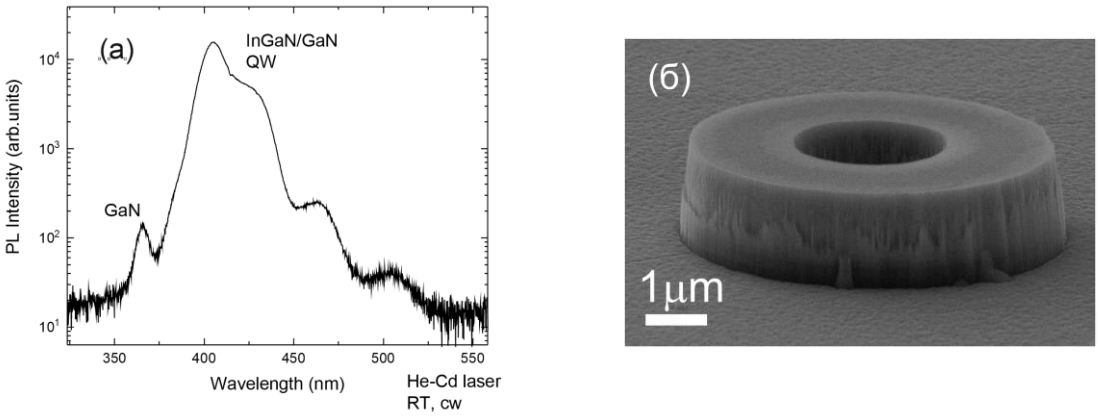



*Рис. 1.* Спектр ФЛ эпитаксиальной структуры, полученный при комнатной температуре (*а*); изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии кольцевого микролазера диаметром 6 мкм (*б*)

Резонаторы диаметром 5−8 мкм создавались с помощью плазмохимического травления через металлическую (Ni) маску. Для уменьшения шероховатости боковой стенки резонатора структуры обрабатывались в растворе KOH (0.8 %) в течение 20 минут при комнатной температуре. Полученное методом сканирующей электронной микроскопии изображение микрокольцевого лазера диаметром 6 мкм приведено на рис. 1, *б*. Оптическая накачка микролазеров осуществлялась с помощью импульсного лазера с акустооптическим модулятором добротности ($\lambda$ = 355 нм, длительность импульса 9 нс, частота 10 кГц). Луч лазера накачки направлялся перпендикулярно подложке и фокусировался на один микролазер с помощью объектива Thorlabs LMU-5X-NUV (NA 0,12). Фотолюминесценция и лазерное излучение микролазера регистрировались микрообъективом Mitutoyo Plan Apo NUV 50X (NA 0,42), установленным под углом 30° к плоскости подложки. Измерения проводились при комнатной и повышенной температуре вплоть до 100 °C.

## 2. Результаты и их обсуждение

Для дисков и колец диаметром 5–8 мкм методом конечных элементов было проведено моделирование распределения электрического поля мод шепчущей галереи малых радиальных порядков. Моделирование проводилось с учётом вертикального ограничения в слоях структуры для набора азимутальных порядков m в двумерной геометрии с учётом осевой симметрии резонатора. Результаты моделирования показывают, что для мод первого радиального порядка (т. е. имеющих один максимум в распределении модуля электрического поля в осевом сечении), которым соответствует максимальный азимутальный порядок, как добротности, так и факторы оптического ограничения совпадают для дисков и колец. Это объясняется тем, что мода локализована вблизи внешнего края резонатора. Кроме того, как добротности, так и факторы оптического ограничения убывают с ростом длины

волны, что можно объяснить ослаблением волноводного эффекта в вертикальной плоскости. При этом добротность имеет значения более $10^{12}$, а фактор оптического ограничения – не менее 4,15 %.

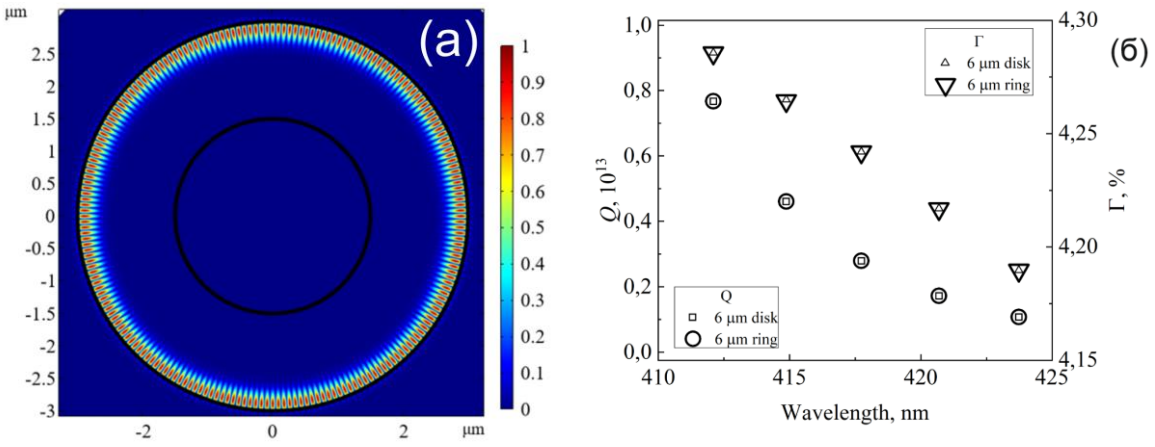



*Рис. 2.* Распределения модуля электрического поля моды первого радиального порядка и азимутального порядка $m = 104$ в сечении через активную область параллельно плоскости подложки (*а*); сравнение добротностей (левая шкала) и факторов оптического ограничения (правая шкала) моды первого радиального порядка для дисков и колец диаметром 6 мкм (*б*)

Для всех исследованных микролазеров были получены спектры лазерной генерации при рабочих температурах от комнатной до 100 °C. Пример спектров генерации приведен на рис. 3 для микрокольцевого лазера диаметром 6 мкм для температур 20 °C и 100 °C. Переход в режим лазерной генерации подтверждается перегибом на зависимостях интенсивности резонансной линии от мощности оптической накачки.

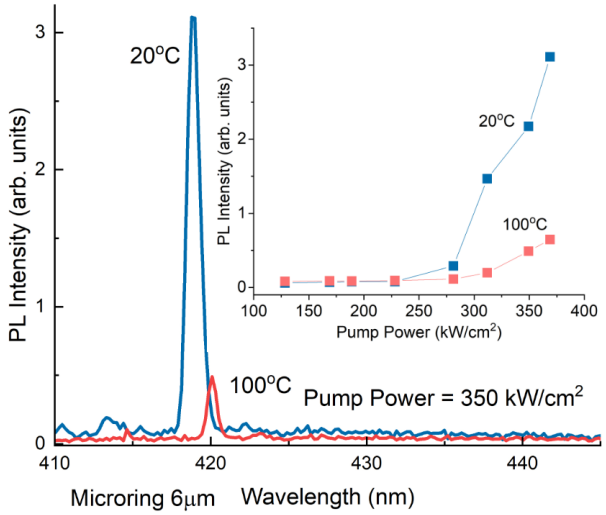



*Рис. 3.* Спектры лазерной генерации, полученные при комнатной температуре для микрокольцевого лазера диаметром 6 мкм и зависимости интенсивности резонансной линии микролазера от мощности оптической накачки (на вставке) для температур 20 °C и 100 °C

В работе также выполнено исследование зависимостей пороговой мощности оптической накачки и длины волны излучения от температуры для всех описанных выше микролазеров.

## Заключение

Продемонстрирована лазерная генерация в III-N дисковых и кольцевых резонаторах диаметром 5–8 мкм с активной областью на основе InGaN/GaN. Пороговая мощность оптической накачки при комнатной температуре составила 250 кВт/см², получена характеристическая температура $T_0$ = 200 К в диапазоне 20–100 °С. Температурная стабильность длины волны излучения лазеров вблизи 420 нм описывается коэффициентом $d\lambda/dT$ = 0,0115 нм/К. Таким образом, продемонстрирована высокая температурная стабильность характеристик III-N микролазеров.

## Благодарности

Статья подготовлена в ходе проведения исследования в рамках проекта «Международное академическое сотрудничество» НИУ ВШЭ. Оптические измерения проводились на уникальной научной установке «Комплексный оптоэлектронный стенд» НИУ ВШЭ- Санкт-Петербург.

## Библиографические ссылки

1. *Fu W. Y., Choi H. W.* Electrically injected InGaN microdisk lasers: A review of progress, challenges, and future prospects // Progress in Quantum Electronics. 2024. Vol. 95, Art. no. 100516.
2. Unidirectional emission of GaN-on-Si microring laser and its on-chip integration / H. Zhao [et al.] // Nanophotonics. 2023. Vol. 12, iss. 1. P. 111–118.
3. III-nitride semiconductor lasers grown on Si / M. Feng [et al.] // Progress in Quantum Electronics. 2021. Vol. 77, Art.no. 100323.
4. AlGaN HEMT Structures Grown on Miscut Si(111) Wafers / ./ A. V. Sakharov [et al.] // Materials. 2023. Vol. 12, iss.16. P. 4265.
5. Bidirectionally injection-locked coupled microring GaN lasers/ S. Tohi [et al.] // Phys. Rev. Appl. 2024. Vol. 21, iss. 2. Art. no. 024014.
6. Demonstration of critical coupling in an active III-nitride microdisk photonic circuit on silicon / F. Tabataba-Vakili [et al.] // Scientific Reports. 2019. Vol. 9, P. 8095.
7. Electrically injected GaN-based microdisk towards an efficient whispering gallery mode laser / Y. Mei [et al.] // Opt. Express. 2021. Vol. 29, iss.4. P. 5598–5606.

# Влияние золь-гель пассивации $SiO_2$ на оптические характеристики InGaAsN/GaAs микролазеров

**И. А. Мельниченко[1, 2)], Т. М. Шугабаев[2)], Н. А. Фоминых[1)], И. С. Махов[1)], Э. И. Моисеев[1)], В. О. Гридчин[2)], А. Е. Жуков[1)], Н. В. Крыжановская[1)], Е. В. Луценко[3)]**

*[1)] Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Санкт-Петербург, Россия,*
*e-mail:imelnichenko@hse.ru*
*[2)] Академический университет им. Ж. И. Алферова, Санкт-Петербург, Россия,*
*e-mail:melniczenko@spbau.ru*
*[3)]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

В работе исследовано влияние пассивации поверхности слоем $SiO_2$, нанесённым методом золь-гель синтеза, на оптические характеристики GaAs мезаструктур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами и микролазеров с активной областью из InGaAsN/GaAs квантовых ям. Показано значительное увеличение интенсивности фотолюминесценции мезаструктур, а так же снижение пороговой мощности возникновения лазерной генерации при оптической накачке, а также уменьшение пороговой плотности тока для микролазеров с электрической инжекцией после пассивации. Полученные результаты подтверждают эффективность метода золь-гель пассивации для улучшения характеристик полупроводниковых излучающих структур.

***Ключевые слова:*** пассивация поверхности; золь-гель метод; микролазеры; InGaAsN/GaAs квантовые ямы; фотолюминесценция; электролюминесценция.

# Effect of sol-gel passivation of $SiO_2$ on the optical characteristics of InGaAsN/GaAs microlasers

**I. A. Melnichenko[1, 2)], T. M. Shugabaev[2)], N. A. Fominykh[1)], I. S. Makhov[1)], E. I. Moiseev[1)], V. O. Gridchin[2)], A. E. Zhukov[1)], N. V. Kryzhanovskaya[1)], E. V. Lutsenko[3)]**

*[1)]HSE University, Saint-Petersburg, Russia,*
*e-mail: imelnichenko@hse.ru*
*[2)] Alferov University, Saint-Petersburg, Russia,*
*e-mail:melniczenko@spbau.ru*
*[3)] B. I. Stepanoy Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

The study investigates the effect of surface passivation with a $SiO_2$ layer applied by sol-gel synthesis on the optical characteristics of GaAs mesostructures with InGaAs/GaAs quantum wells and microlasers with an active region made of InGaAsN/GaAs quantum wells. A significant increase in the photoluminescence intensity of mesostructures is shown, as well as a decrease in the threshold power for laser generation during optical pumping, and a decrease in the threshold current density for electrically injected microlasers after passivation. The results confirm the effectiveness of the sol-gel passivation method for improving the characteristics of semiconductor emitting structures.

***Keywords:*** surface passivation; sol-gel method; microlasers; InGaAsN/GaAs quantum wells; photoluminescence; electroluminescence.

## Введение

Сегодня полупроводники AIIIBV являются основными материалами современной оптоэлектроники, обладающие высокой подвижностью электронов и прямозонной структурой, обеспечивающей широкий спектр приложений – от высокоскоростных систем оптической связи до эффективных солнечных элементов. Существенной проблемой, ограничивающей миниатюризацию устройств на основе GaAs, является высокая плотность поверхностных состояний и скорость поверхностной рекомбинации ($10^5$–$10^6$ см/с) [1]. Это обусловлено большим количеством дефектов, оборванных связей и паразитных оксидов на поверхности полупроводника, которые приводят к безызлучательной поверхностной рекомбинации. Высокая скорость безызлучательной поверхностной рекомбинации особенно критична для микро- и наноструктур, таких как микролазеры, где используется травление эпитаксиальных слоев и существует высокое значение отношения площади поверхности прибора к его объему.

Для уменьшения негативного влияния поверхностных эффектов традиционно используется методика пассивации. К числу традиционных подходов относятся химическая обработка сульфидами, такими как $(NH4)_2S$ [2], нитридирование поверхности, плазменная обработка, а также осаждение диэлектрических плёнок методом атомно-слоевого осаждения [3]. Однако, указанные технологии имеют ряд серьёзных недостатков, таких как необходимость обработки образцов в высоких температурах и воздействие плазмы, что может приводить к термическим напряжениям или повреждению поверхности, нивелируя преимущества пассивации. В качестве еще одного метода пассивации всё большее внимание привлекает метод золь-гель синтеза [4–6], который подразумевает формирование тонких пленок из коллоидного раствора при комнатной температуре, что делает этот подход исключительно щадящим. Эффективность метода подтверждена рядом исследований, сообщающих о значительном увеличении фотолюминесценции (ФЛ) как для структур GaAs, так и для наноструктур InGaN [7, 8].

Настоящая работа посвящена всестороннему исследованию эффективности пассивирующего покрытия $SiO_2$, полученного методом золь-гель синтеза, для микроструктур на основе GaAs. Исследовалось изменение оптических свойств мезаструктур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами (КЯ) после нанесения золь-гель слоя $SiO_2$. Демонстрируются существенное улучшение оптических свойств микро-лазеров с модами шепчущей галереи на основе InGaAsN/GaAs КЯ, работающих при оптической и электрической накачке.

## 1. Материалы и методы

Структуры для создания мех и микролазеров выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (100). Структура содержала одну КЯ, сформированную слоем $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ толщиной 10 нм, расположенным в центре слоя GaAs толщиной 200 нм, и сверхрешётку, состоящую из 10 периодов слоев GaAs/AlAs толщиной 2 нм/2 нм. Далее из эпитаксиальной структуры были сформированы цилиндрические мезаструктуры методом фотолитографии и плазменно-химического травления. Пассивация с помощью золь-гель метода проводилась по методу Штобера [9]

для всех образцов и начиналась с добавления этанола и деионизированной воды к образцу, после чего вводился поверхностно-активный агент – бромид цетилтриметиламмония и прекурсор тетраэтоксисилан (TEOS). Смесь выдерживалась в течение 30 минут, что приводило к формированию пассивирующего слоя $SiO_2$ толщиной около 10 нм на поверхности мез.

Активная область эпитаксиальных структур для микролазеров содержала три $Ga_{0.7}In_{0.3}N_{0.02}As_{0.98}$ КЯ, разделённых 10-нм слоями GaAs. Для формирования микродисков «грибовидной» формы с пьедесталом в структуру включался жертвенный слой $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ толщиной 1 мкм, удаляемый методом жидкофазного химического травления. Микролазеры с инжекционной накачкой были выполнены в конфигурации *p-i-n* диода. Активная область содержала три $Ga_{0.7}In_{0.3}N_{0.02}As_{0.98}$ КЯ, которые располагались в центре GaAs волновода толщиной 400 нм и ограничивалась с двух сторон барьерными слоями $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ толщиной 2 мкм. Омические контакты формировались с использованием AgMn/NiAu для верхнего *p*-контакта и AuGe/Ni/Au для нижнего *n*-контакта.

Оптические свойства микролазеров исследовались как при комнатной, так и при пониженных температурах в нормальной геометрии. Для накачки оптических структур использовался Nd:YLF лазер с длиной волны 527 нм, работающий в непрерывном режиме. Мощность лазерного излучения изменялась с помощью вращающегося градиентного фильтра и направлялось на образец с помощью системы зеркал и оптических фильтров и фокусировалось на поверхности структуры с помощью микрообъектива Mitutoyo MPlan ApoNIR 10x. Этот же объектив использовался для сбора излучения ФЛ с поверхности образца. Сигнал ФЛ микродисков направлялся по оптическому треку на входную щель монохроматора Andor Shamrock 500i, с InGaAs CCD матрицей.

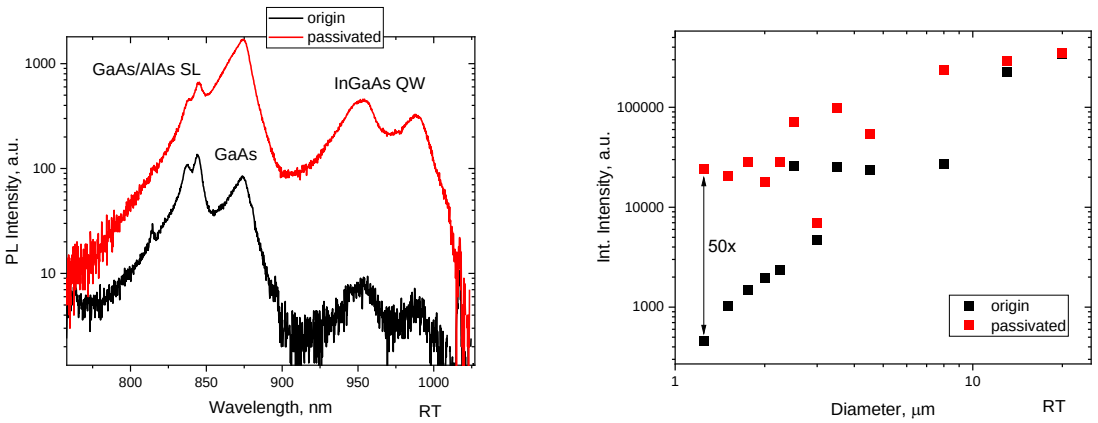
Для исследования структур с инжекционной накачкой контакт к верхнему электроду осуществлялся с помощью игольчатого зонда из вольфрама диаметром 15 мкм. Для накачки лазеров использовались электрические импульсы частотой 5 кГц и длительностью 500 нс. Сбор излучения микролазеров происходил с помощью микро-объектива Mitutoyo M Plan Apo NIR HR 20x при его фокусировке на боковой поверхности исследуемого микродискового лазера.

## 2. Полученные результаты

На рис. 1, *а* представлены спектры ФЛ мез диаметром 1,25 мкм до пассивации и сразу после неё. На спектрах наблюдаются максимумы интенсивности ФЛ, соответствующие переходам в сверхрешетке GaAs/AlAs (845 нм), GaAs (870 нм), а также линия в диапазоне 950–1000 нм, характеризующая излучение $In_{0.2}Ga_{0.8}As$/GaAs КЯ.

На рис. 1, *б* показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ в спектральном диапазоне 900–1020 нм от диаметра исследованных мез. Увеличение интенсивности ФЛ наблюдается для всех исследованных диаметров 1,25–20 мкм. Наибольшее увеличение интегральной интенсивности ФЛ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$/GaAs КЯ наблюдается для мезаструктур диаметром 1,25 мкм и составляет 50 раз. С ростом диаметра мез вклад безызлучательной рекомбинации уменьшается, вследствие чего наибольший эффект пассивации проявляется для малых мез диаметром 1,25–3 мкм.

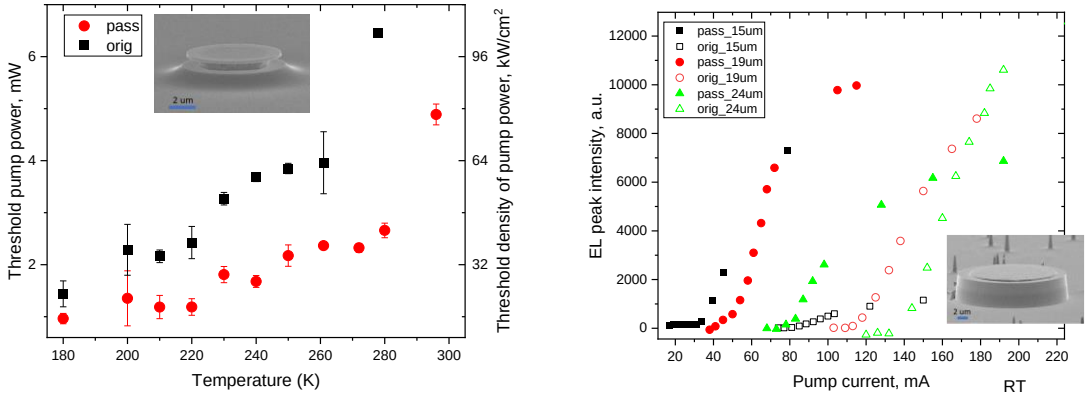
Для таких диаметров мез реализация лазеров затруднительна, и в дальнейшем исследовались лазеры, с резонатором диаметром более 8 мкм.




*а* *б*

*Рис. 1.* Спектры ФЛ до и после пассивации для образца с мезами диаметром 1,25 мкм (*а*); интегральная интенсивность ФЛ для мез разных диаметров до и после пассивации (*б*)

Исследование температурной динамики порога лазерной генерации для пассивированных и непасивированных микролазеров с оптической накачкой продемонстрировано на рис. 2. *а* на примере микролазеров диаметром 8 мкм. Наблюдается снижение порога лазерной генерации во всем диапазоне исследованных температур от 180 К до 300 К. Важно отметить, что при комнатной температуре у микролазеров до пассивации лазерная генерация не достигалась. После пассивации пороговая плотность мощности накачки микролазеров при температуре 180 К снижается в 1,5 раза. Максимальное снижение пороговой плотности мощности накачки достигло 2,43 раза при 280 К.




*а* *б*

*Рис. 2.* Зависимость пороговой мощности от температуры для микролазера диаметром 8 мкм до и после пассивации (*а*);
зависимость максимальной интенсивности для пассивированных и исходных инжекционных микролазеров диаметром 15 мкм, 19 мкм и 24 мкм от тока накачки (*б*)

Для исследования влияния пассивации поверхности $SiO_2$ было изучено влияние пассивации на структуры с электрической инжекцией при комнатной температуре,

рис. 2, *б*. Увеличение интенсивности электролюминесценции при фиксированном уровне накачки и уменьшение порогового тока лазерной генерации наблюдалось для всех исследованных диаметров инжекционных микролазеров (15–23 мкм). Наибольшее снижение пороговой плотности тока наблюдалось для микролазера 15 мкм – с 45,8 кА/см² до 20,1 кА/см². Абсолютные значения порогового тока для пассивированных микролазеров остаются значительно ниже во всем диапазоне размеров.

## Заключение

Исследовано влияние пассивации поверхности с помощью слоя $SiO_2$, нанесенного с помощью золь-гель-процесса, на мезоструктуры GaAs с активной областью на основе InGaAs/GaAs КЯ и на микролазеры на основе GaAs с активной областью, состоящей из InGaAsN/GaAs КЯ. Максимальное усиление сигнала ФЛ для мезаструктур составило 50 для мезы диаметром 1,25 мкм. Для микролазеров с оптической накачкой пассивация методом золь-гель позволила наблюдать лазерную генерацию при комнатной температуре. Микролазеры с электрической инжекцией показали существенное снижение порога генерации после пассивации: для микролазеров 15 мкм пороговая плотность тока снизилась с 45,8 кА/см$^2$ до 20,1 кА/см$^2$.

## Благодарность

Работа выполнена в ходе проведения исследования в рамках проекта «Международное академическое сотрудничество» НИУ ВШЭ. Оптические измерения проводились на уникальной научной установке «Комплексный оптоэлектронный стенд» НИУ ВШЭ- Санкт-Петербург.

## Библиографические ссылки

1. Brief Review of Surface Passivation on III-V Semiconductor: 5 / L. Zhou [et al.] // Crystals. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2018. V. 8, № 5. P. 226.
2. The effect of sulfide passivation on luminescence from microdisks with quantum wells and quantum dots / N. V. Kryzhanovskaya [et al.] // Tech. Phys. Lett. 2015. V. 41, № 7. P. 654–657.
3. Surface passivation of III–V semiconductors for future CMOS devices—Past research, present status and key issues for future / H. Hasegawa [et al.] // Applied Surface Science. 2010. V. 256, № 19. P. 5698–5707.
4. *Huang W.* Investigations of Sidewall Passivation Using the Sol-Gel Method on the Optoelectronic Performance for Blue InGaN Micro-LEDs / W. Huang, X. Miao, Z. Liu // Micromachines. 2023. V. 14, № 3. P. 566.
5. *Dehghanghadikolaei A,* Sol-gel process applications: A mini-review / A. Dehghanghadikolaei, J. Ansary, R. Ghoreishi // Proceedings of the Nature Research Society. 2018. № 2. P. 02008.
6. Sol-gel coatings for optoelectronic devices / Avellaneda C. [et al.]. 1994. V. 2255.
7. Enhanced surface passivation of GaAs nanostructures via an optimized SiO2 sol-gel shell growth / Shen J. [et al.] // Applied Physics Letters. AIP Publishing, 2024. V. 124, № 12.
8. Highly efficient blue InGaN nanoscale light-emitting diodes / M. Sheen [et al.] // Nature. Nature Publishing Group UK London, 2022. V. 608, № 7921. P. 56–61.
9. *Stöber W.* Controlled growth of monodisperse silica spheres in the micron size range / W. Stöber, A. Fink, E. Bohn // Journal of Colloid and Interface Science. 1968. V. 26, № 1. P. 62–69.

# Поляризация излучения полупроводниковых лазеров в ближней зоне

**В. М. Стецик, П. Е. Зеков**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: stetsik@bsu,by*

В работе рассматривается причины различия коэффициентов поляризации излучения одномодовых инжекционных полупроводниковых лазеров. Изучалось ближнее поле излучения. Причиной различия коэффициентов поляризации явилось возникновение электромагнитной волны с изменяющимся по направлению электрическим вектором вдоль волновода.

***Ключевые слова***: Одномодовый индукционный лазер, поляризация излучения, напряженность структуры, ближнее поле излучения.

# Polarization of Semiconductor Lasers in Near Field

**V. M. Stetsik, P. E. Zekov**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: stetsik@bsu.by*

This paper examines the causes of differences in the polarization coefficients of single-mode injection semiconductor lasers. The near-field radiation was studied. The cause of these differences in polarization coefficients was the emergence of an electromagnetic wave with a changing electric vector along the waveguide.

***Keywords***: Single-mode induction laser, radiation polarization, structure strain, radiation near-field

## Введение

Поляризация светового излучения, определяемая как ориентация его электрического вектора электромагнитной волны, является фундаментальным свойством, которое служит мощным диагностическим и функциональным инструментом в оптоэлектронике и фотонике. Количественно она характеризуется степенью поляризации – отношением разности интенсивностей света в двух ортогональных поляризациях (TE и TM модах) к их сумме, или коэффициентом поляризации (отношение интенсивностей TE и TM составляющих). Исследования показывают, что степень поляризации очень чувствительна к механическим напряжениям [1–3]. Механические напряжения вызывают анизотропные и неоднородные изменения показателя преломления. Эти напряжения могут быть вызваны различными факторами: технологическими процессами, такими как пайка контактов чипов, несоответствием коэффициентов линейного температурного расширения в волноводных структурах и прилегающих слоях [3].

В высокомощных лазерных излучателях степень поляризации используется для неразрушающего контроля качества монтажа и оценки долговременной надежности [1]. В оптических волноводах напряженность структуры напрямую влияет на ключевые параметры лазерной генерации: мощностные характеристики,

спектральные, пространственные. Анизотропные напряжения вызывают различия в ориентации электрического вектора в поле излучения, разницу в длинах волн для TE и TM мод [3]. Их неоднородное распределение приводит к потерям, зависимым от поляризации излучения, что критически важно для стабильности интегрально-оптических схем [3]. Ярким примером прямой связи между деформацией и поляризацией является явление поляризационной бистабильности в лазерных диодах, детально изученное с помощью ближнепольной микроскопии [4].

**Экспериментальные результаты**

В работе исследовались квантоворазмерные полупроводниковые лазеры с длиной волны 650 нм, мощностью 5 – 10 мВт, длиной резонатора 250 – 300 мкм. Было показано, что коэффициент поляризации может изменяться для различных излучателей в пределах 50 – 500. Излучение данных лазеров было одномодовым, а в ряде случаев – одночастотным. Для установления причин изменения коэффициентов поляризации было проведено исследование ближнего поля излучения полупроводникового лазера. Коэффициент увеличения оптической системы составлял порядка 2000. В качестве фотоприемника использовалась ПЗС-линейка TCD 1304AP. Непосредственно перед ПЗС-линейкой устанавливался поляризационный анализатор. Анализ сечения пучка производился при установке анализатора вблизи минимума анализатора.

На рис. 1 представлены распределения интенсивности излучения ближнего поля вдоль оптического волновода. Из рисунка видно различие в положении интенсивности излучения в пределах пятна генерации при повороте анализатора вблизи минимума пропускания на 3 градуса.

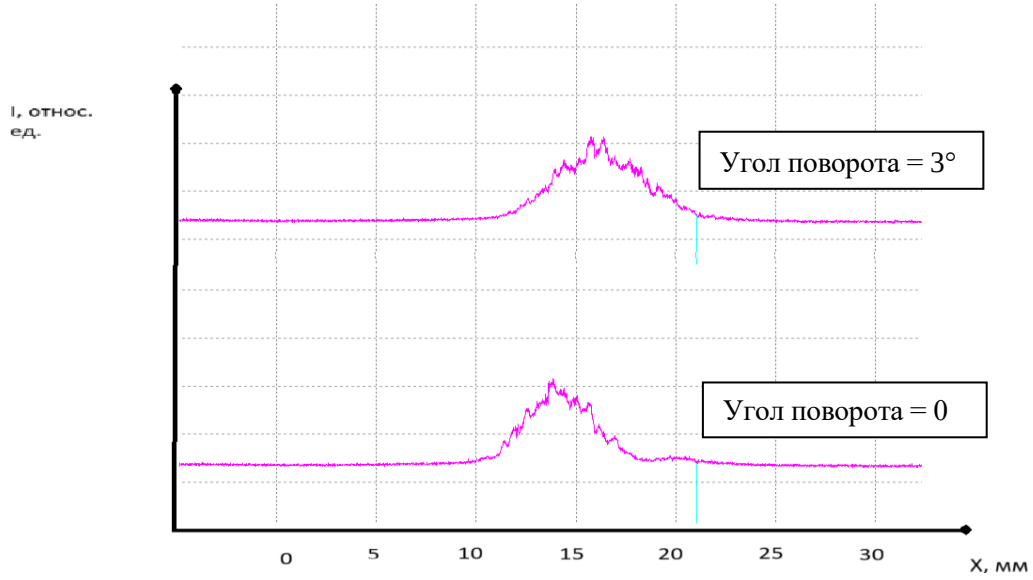



*Рис 1.* Интенсивность увеличенного изображения активной области при изменении угла поворота анализатора на 3 градуса вблизи минимума пропускания

Последовательное измерение интенсивности излучения в различных участках ближнего поля излучения лазера при изменении угла поворота анализатора позволило оценить изменение ориентации электрического вектора, что представлено на рис. 2. Из рис. 2

видно, что электрический вектор плавно поворачивается на угол порядка 4,5° вдоль координаты X волновода. В случае низких коэффициентов поляризации порядка 50 и менее, угол поворота электрического вектора мог изменяться на большую величину. Для исследуемого лазера $K_п$ = 90. Измерение спектральных характеристик показало, что наш лазер работал в одночастотном режиме в определенных диапазонах тока накачки. При изменении угла поворота поляризатора происходило последовательное изменение интенсивности ближнепольного изображения вдоль горизонтального сечения волновода. Это позволяет сделать вывод о генерации электромагнитной волны с изменяющейся в плоскости волновода ориентацией электрического вектора.

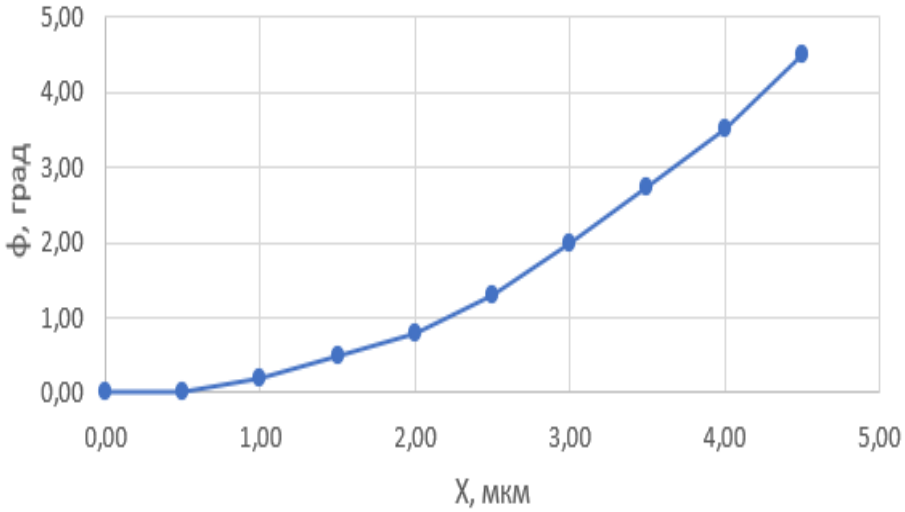



*Рис. 2.* Изменение положения электрического вектора вдоль генерирующей части волновода

Участок генерирующего волновода составлял около 5 мкм. Таким образом, на генерирующем участке волновода распространяется волна с изменяющейся ориентацией электрического вектора в плоскости X. Чем больше угол изменения ориентации электрического вектора в пределах генерирующего участка волновода, тем меньше интегральный коэффициент поляризации. Для более мощных лазеров с размером полоска 100–200 мкм области генерации, где происходит изменение ориентации электрического вектора электромагнитной волны, могут достигать 10–30 мкм. Этот факт обуславливает неравномерность распределения интенсивности генерирующего участка волновода лазера.

### Библиографические ссылки

1. Thermal and strain characteristics of high power 940 nm laser arrays mounted with AuSn and In solders / J. L. Hostetler [et al.] // Proc. SPIE. 2007. Vol. 6456. P. 645602/1– 645602/10.
2. *Landesman J.-P., Cassidy D. T.* Degree of polarization of luminescence from GaAs and InP as a function of strain: a theoretical investigation // Appl. Opt. 2020. Vol. 59, № 18. P. 5506-5517.
3. *Huang M.* Stress effects on the performance of optical waveguides // International Journal of Solids and Structures. 2003. Vol. 40. P. 1615–1628.
4. Near-field scanning optical microscopy of polarization bistable laser diodes / Ch. Lienau [et al.] // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69, № 17. P. 2471–2473.

# Применение интерферометра Майкельсона для регистрации режимов перескоков мод в полупроводниковых лазерах

**М. Д. Гаель, В. М. Стецик**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: stetsik@bsu.by*

В работе показано использование интерферометра Майкельсона для установления зон перескока мод и участков одночастотной генерации одномодовых инжекционных лазеров. Показана возможность определения изменений данных зон при различных температурах излучателя. Эксперименты проводились при пилообразном токе накачки. Интерферометр Майкельсона позволял с высокой точностью изменять разность длин плеч.

***Ключевые слова:*** инжекционный полупроводниковый лазер; перескок мод генерации; интерферометр Майкельсона; пилообразный ток накачки; зона одночастотной генерации.

# Application of the Michelson interferometer for recording mode hopping modes in semiconductor lasers

**M. D. Gael, V. M. Stetsik**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: stetsic@bsu.by*

The paper shows the use of a Michelson interferometer to establish mode-hopping zones and single-frequency generation sites for single-mode injection lasers. The possibility of determining changes in these zones at different temperatures of the radiator is shown. The experiments were carried out with a sawtooth pumping current. The Michelson interferometer made it possible to change the difference in shoulder lengths with high accuracy.

***Keywords:*** injection semiconductor laser; generation mode hopping; Maykelson interferometer; sawtooth pump current; single-frequency generation zone.

## Введение

Проблема сужения спектра генерации является актуальной задачей. В частности, одночастотные полупроводниковые лазеры находят применение в интерферометрии, а также в других приложениях, требующих когерентного приёма сигналов. Полупроводниковые лазеры с распределённой обратной связью обеспечивают одночастотную генерацию при всех токах накачки в пределах оптимального диапазона. Однако они обладают достаточно высокой стоимостью, а длины волн их генерации ограничены ближней инфракрасной областью спектра [1].

Данная работа посвящена рассмотрению различных аппаратурных методов обнаружения явления перескока мод и экспериментальному определению токов накачки одночастотного режима работы лазера и участков перескока мод.

**Экспериментальные результаты**

Известно, что одномодовые полупроводниковые лазеры с шириной полоска 3–5 мкм могут генерировать излучение на одной доминирующей, продольной моде. По мере увеличения тока накачки выше порогового значения, спектральное положение моды генерации в некотором интервале токов плавно смещается в длинноволновую сторону. Затем происходит скачкообразное изменение длины волны генерации. Вследствие разогрева активной области сдвигается максимум контура усиления относительно резонансов резонатора. При этом смещение максимума контура усиления с температурой связано с изменением ширины запрещённой зоны, и сдвиг спектрального максимума происходит гораздо быстрее, чем сдвиг продольных мод резонатора. Обычно в лазерах, работающих в одномодовом режиме, это приводит к переключению генерации с одной моды на соседнюю длинноволновую моду. Часто это явление известно под названием «перескок мод». Переключение генерации может происходить не только на соседнюю моду, но и на моду, сдвинутую на большую величину, кратную межмодовому интервалу. В этом случае неоднородности волновода повышают уровень потерь для некоторых продольных мод. Генерация начинается на той из этих мод, которая окажется ближе всего к максимуму спектральной кривой усиления. Поэтому моды с пониженным уровнем потерь могут отстоять друг от друга на расстоянии, кратному количеству межмодовых интервалов. Величина кратности 1, 2, 3 и т. д. будет повышаться с увеличением длины резонатора либо изменяться для различных значений токов накачки или температуры. Для реализации этого механизма требуется довольно малое изменение добротности отдельных мод, что обуславливается пологостью спектральной кривой усиления вблизи максимума [2]. Отрицательным эффектом явления перескока мод является повышение шумов в сигнале, принимаемых фотоприёмником, при токах накачки, соответствующих этому явлению. Часто зависимость изменения длины волны генерации от температуры или тока представляют в виде графика, изображенного на рис. 1 [3]. Жирными линиями обозначены области одночастотного режима генерации полупроводникового лазера, пунктирными линиями – области перескока мод. Видно, что длины участков одночастотного режима генерации могут различаться по температуре в зависимости от того, на какое расстояние происходит перескок мод (на межмодовое расстояние, на два межмодовых либо более).

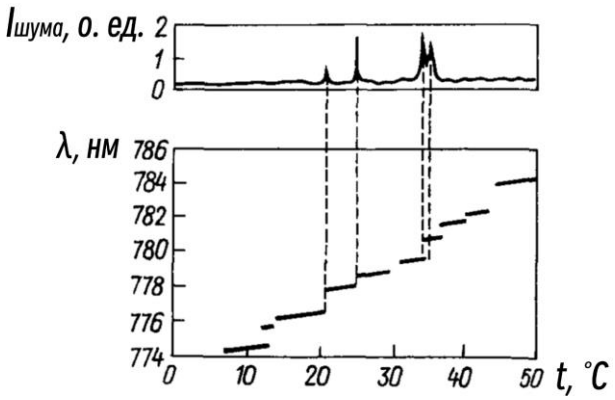



*Рис. 1.* Температурный диапазон генерации различных продольных мод и шумы перескока мод

Перескок моды как явление, при котором флюктуации спонтанного излучения возникают по принципу срабатывания «спускового крючка» и начало генерации моды во времени совершенно случайно, поэтому область перескока может флюктуировать. При постоянном токе возможен перескок как на длинноволновую моду, так и в обратную сторону, за счет флюктуации тока [3]. Для выбора лазера, устойчиво работающего в одномодовом, одночастотном режиме исторически в первых экспериментах обнаруживали области перескока мод и одночастотного режима с помощью спектрометра или рассматривали шумы излучения с помощью фотоприёмника. Определение областей перескока мод и областей одночастотной генерации лазера при изменении тока накачки и температуры теплоотвода требуют в таком варианте исследования большого количества времени.

В наших экспериментах значительно сокращались временные затраты и упрощалось обнаружение участков одночастотной генерации и перескока мод. В случае пилообразного импульса накачки и наличии фотоприёмника легко получить ватт-амперную характеристику (ВтАХ) излучения исследуемого лазера. Используя монохроматор МДР-12 и изменяя ток накачки, можно получить спектры генерации для различных токов накачки рис. 2.

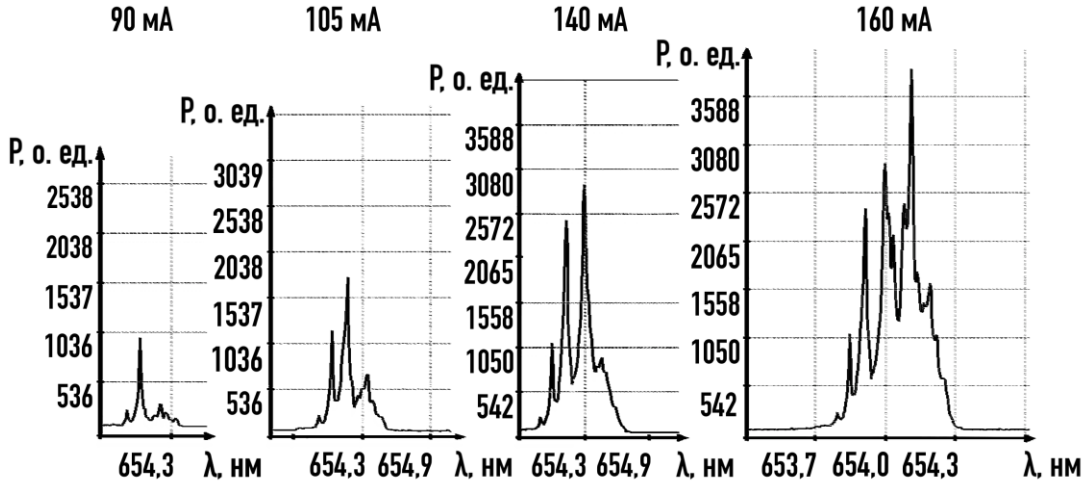
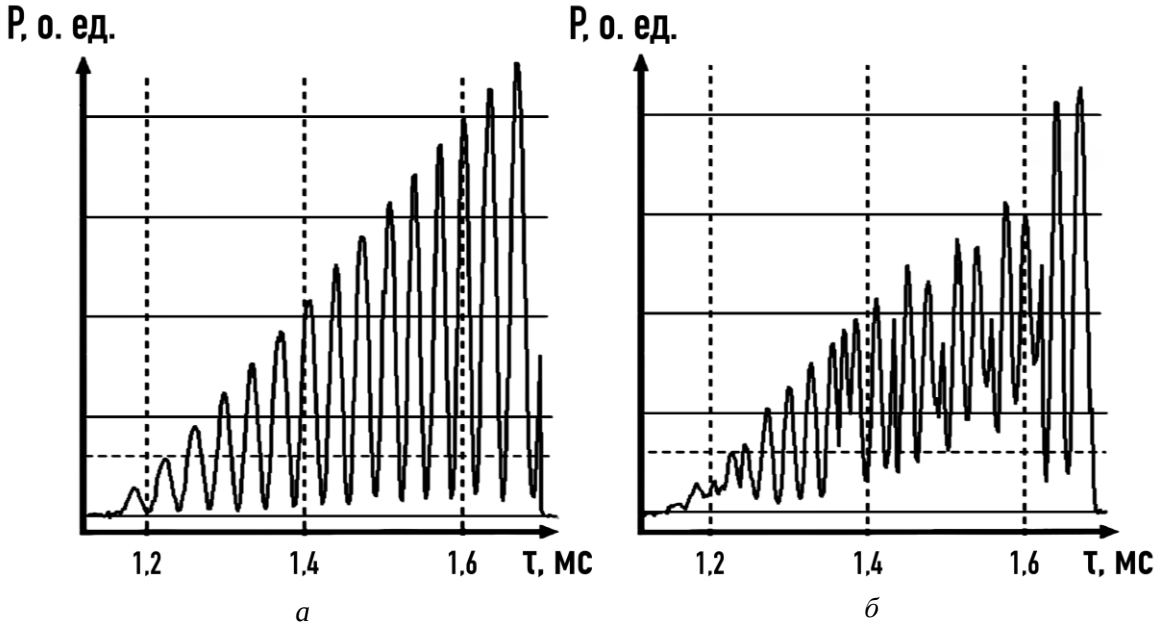



*Рис. 2.* Спектры излучения одномодового, одночастотного лазера при различных амплитудах пилообразного тока накачки

Начиная с порогового режима генерации и по мере увеличения тока накачки, мы можем наблюдать последовательный рост количества спектральных линий, потому что области одночастотного режима работы разнесены во времени. Видя такую последовательность, уже можно точно сказать, что мы работаем в одночастотном режиме, в определенном диапазоне токов накачки. В случае многочастотного режима работы лазера ширина спектра изменялась бы слабо, при этом происходило бы смещение продольных мод в длинноволновую область и максимума огибающей спектра. Однако также отметим, что в нашем случае спектральные компоненты расположены на различных расстояниях. Это объясняется перескоком мод через различное количество межмодовых интервалов. Подбирая режим питания (амплитуду токов) можно реализовать одно-, двух-, трёхчастотный режим работы лазера в пределах контура генерации лазера.

Применение интерферометра Майкельсона позволяет наиболее качественно определить, работает ли лазер в режиме перескока мод и количественно оценить участки одночастотного режима работы, и токи, при которых происходит скачкообразная смена длины волны генерации. При этом необходимо контролировать разность плеч интерферометра. На рис. 3, *а* представлен сигнал на выходе интерферометра Майкельсона при разности длин плеч, кратной оптической длине резонатора. В случае, если разность длин плеч некратна оптической длине резонатора рис. 3, *б*, где разность длин плеч не кратна оптической длине резонатора, имеются участки срыва фазы синусоидальной зависимости, происходящей при скачкообразном изменении частоты генерации.




*а* *б*

*Рис. 3.* Сигнал на выходе фотоприёмника в интерферометре Майкельсона с разностью длин плеч: *а* – 7 мм ($\Delta L = 7L_{опт}$); *б* – $\Delta L$ не кратна оптической длине резонатора, $9 < \Delta L < 10$ мм

Сигнал на выходе фотоприёмника существенно изменяется при разности длин плеч интерферометра порядка нескольких десятков микрометров, синусоидальная зависимость пропадает и выходной сигнал приобретает ступенчатый характер, что объясняется срывом фазы интерферирующих сигналов при скачкообразном изменении частоты генерации рис. 4. Участки со слабым нарастанием интенсивности соответствуют одночастотному режиму генерации, с сильным – области перескока мод. Наиболее четко будут наблюдаться участки перескока мод, которые осуществляются через большее количество межмодовых интервалов.

Можно получить непрерывный график перескока мод и участков одночастотного режима работы, изменяя температуру теплоотвода излучателя с помощью элемента Пельтье (рис. 5). В этом случае есть возможность выбрать наиболее подходящий участок работы лазера с учетом температуры и тока.

*Рис. 4.* Сигнал на выходе фотоприёмника в интерферометре с разностью длин плеч 50 мкм

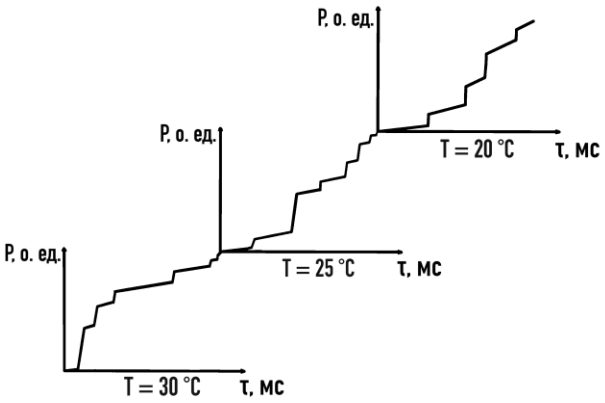



*Рис. 5.* Перескок мод и одночастотный режим работы полупроводникового при различных температурах

В процессе экспериментов было обнаружено, что если фотоприёмник ФД56 с малой площадкой (1 мм$^2$) расположить на расстоянии 20–30 см от лазерного излучателя, при этом проводя приём излучения части диаграммы направленности, то сигнал на выходе фотоприёмника оказывается аналогичным сигналу, изображенному на рис. 4, но с более слабым амплитудным значением участков перескока мод. Ступенчатый характер сигнала на выходе фотоприёмника объясняется наличием перед фотоприёмником защитного стекла, имеющего достаточно маленькую толщину (менее 100 мкм), которое выполняет функцию интерферометра Фабри-Перо. В этом случае условия эксперимента аналогичны случаю с интерферометром Майкельсона при небольших разностях плеч. Фазовый набег определяется удвоенным расстоянием между отражающими поверхностями интерферометра Фабри-Перо.

## Заключение

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:
(1) Методика определения участков одночастотного режима работы заключается в определении зон перескока мод, и разница по току между соседними участками является зоной одночастотной генерации.
(2) Для эффективной реализации этой методики необходимо применение интерферометра Майкельсона с разностью длин плеч в несколько десятков мкм, а также питание полупроводникового лазера пилообразным током накачки.

## Библиографические ссылки

1. *Елисеев П. Г., Шуйкин Н. Н.* Одномодовые и одночастотные инжекционные лазеры. // Квантовая электроника. 1973. №3(15). С 5–26.
2. *Елисеев П. Г.* Исследование инжекционных лазеров в ФИАНе. // Труды ордена физического института им. П. Н. Лебедева. 1983. Том 141. С. 3–45.
3. Волоконно-оптические датчики / Т. Окоси [и др.] // Под ред. Т. Окамото: Пер. с япон. – Л.: Энергоатомиздат. Ленинград. отд-ние. 1990. 256 с.

# Метод измерения температуры активной среды полупроводникового лазер при пилообразном токе накачке

**В. М. Стецик, В. В. Лешкевич**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: rct.leshkevi@bsu.by*

В статье представлен метод измерения температуры активной среды полупроводникового лазера при пилообразном токе накачки с помощью интерферометра Майкельсона по изменению фазы динамической интерференционной картины.

***Ключевые слова:*** полупроводниковый лазер, активная среда, пилообразный ток, динамическая интерференционная картина.

# Method for determining the temperature of the active medium of a semiconductor laser under sawtooth pump current

**V. M. Stetsik, V. V. Leshkevich**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus*
*e-mail: rct.leshkevi@bsu.by*

The paper presents a method for measuring the temperature of the active medium of a semiconductor laser with a sawtooth pump current using a Michelson interferometer and phase shift of the dynamic interference pattern.

***Keywords:*** semiconductor laser, active medium, sawtooth pump current, dynamic interference pattern.

## Введение

Полупроводниковые лазеры нашли широкое применение в различных областях науки и техники благодаря своим характеристикам, а именно высокому кпд, малому размеру, низкому току накачки и широкому диапазону возможных длин волн. В силу распространенности полупроводниковых лазеров, актуальной является задача определения параметров, влияющих на работу этих лазеров. Одним из наиболее важных параметров является температура активной среды.

От температуры активной среды зависят многие характеристики полупроводникового лазера, такие как пороговый ток генерации, длина волны, срок службы и выходная мощность, вследствие чего существует необходимость измерения и контроля температуры. В то время как измерение в непрерывном режиме накачки возможно при помощи контактных датчиков, прямое измерение температуры в импульсном режиме невозможно из-за наличия градиента температуры между областью генерации и корпусом лазера. Существуют различные методы, основанные на изменении вольт-амперных [1] или спектральных характеристик лазера, таких как положение максимума спектра генерации, или перестройка мод резонатора. В случае широкого контура усиления определение положения максимума с требуемой точностью

в многомодовом режиме затруднительно. Перестройка мод резонатора в свою очередь зависит не только от температуры, но и от тока накачки, который в некоторых случаях составляет часть перестройки частоты мод, зависящую от длительности импульса. В силу наличия недостатков у существующих методов, разработка нового метода измерения температуры полупроводникового лазера является актуальной задачей.

Известно [2], что, создав временную задержку с помощью интерферометра Майкельсона, мы можем получить на фотоприёмнике синусоидальную динамическую интерференционную картину (рис. 1).

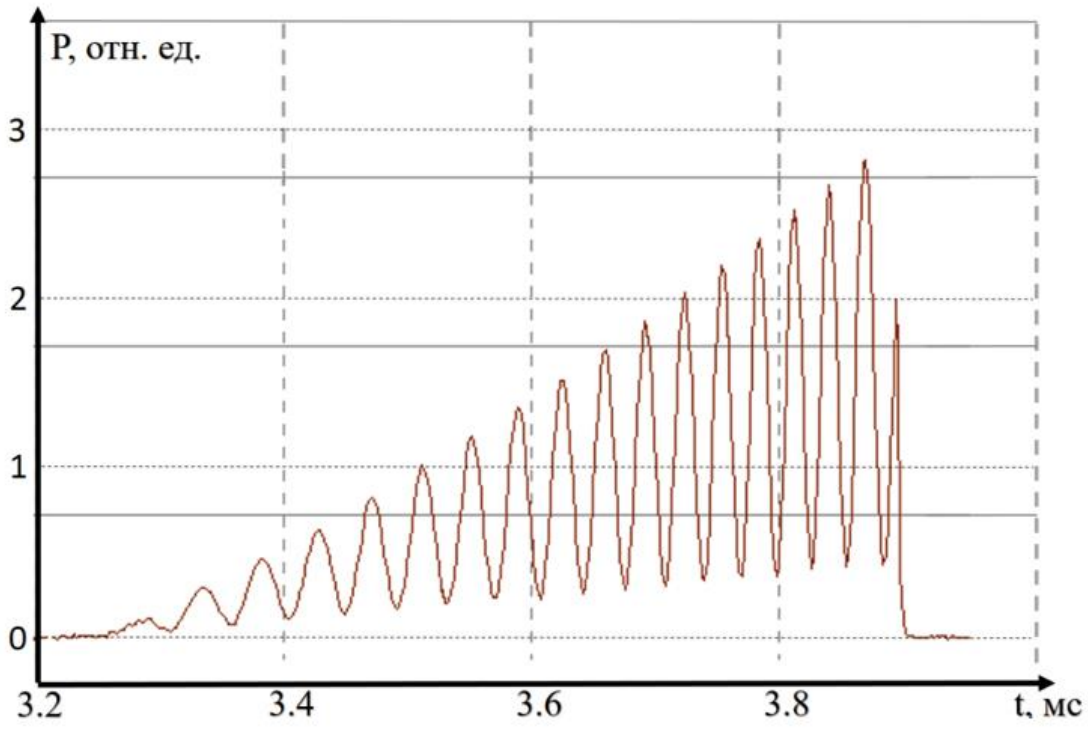



*Рис. 1*. Сигнал на выходе интерферометра при накачке полупроводникового лазера пилообразным импульсом

При увеличении амплитуды импульса накачки количество периодов сигнала на выходе интерферометра будет увеличиваться пропорционально температуре нагрева излучателя. При увеличении температуры теплоотвода, на который крепится полупроводниковый лазер, максимумы синусоидальной картины смещаются влево, причем вся интерференционная картина остается в прежнем виде. Это смещение носит периодический характер, и при смещении на полный период картина принимает вид, идентичный начальному (рис. 2). Этот факт можно использовать как для определения импульсного нагрева излучателя, так и для определения значения частотного интервала следования импульсов и их амплитуд, при которых происходит полное остывание излучателя за время между двумя соседними импульсами накачки.

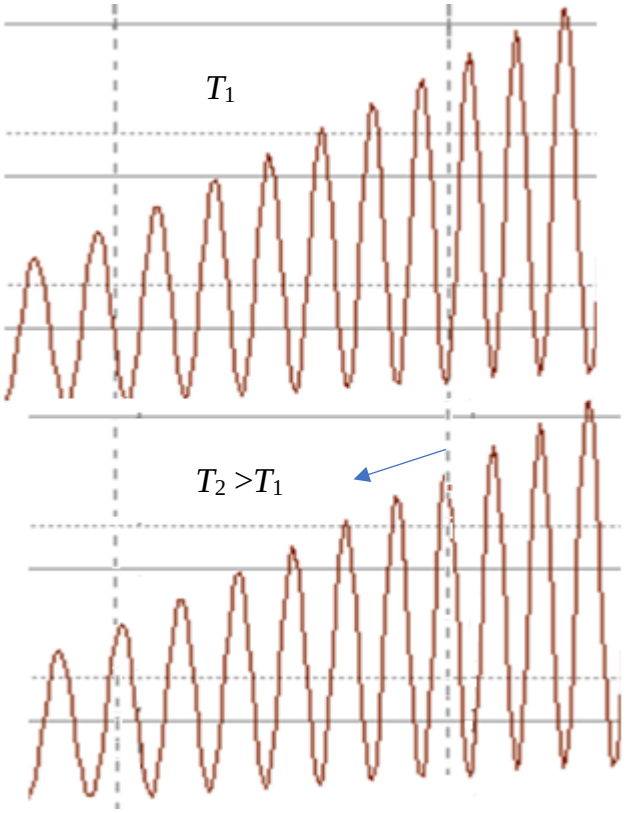



*Рис. 2.* Смещение синусоидальной картины на выходе интерферометра на пол-периода при изменении температуры теплоотвода излучателя

Калибровка заключается в подсчете количества изменения фазы синусоидальной зависимости при фиксированном изменении температуры. Изменение температуры излучателя возможно за счет изменения тока элемента Пельтье, на котором расположен излучатель. Температура фиксируется с помощью электронного датчика, размещенного на теплоотводящем корпусе излучателя. Получив отношение числа периодов к изменению температуры, мы можем измерить температуру активной среды полупроводникового лазера, зная количество динамической интерференционной картины на выходе интерферометра для данной длительности импульса.

В результате изменения температуры на 10°С. произошло изменение фазы динамической интерференционной картины на 16 периодов. Зная количество периодов интерференционной картины, ответственной за нагрев, получаем значение нагрева активной среды, равное 11,7°С.

### Библиографические ссылки

1. *Зубов Ф. И.* Определение температуры и теплового сопротивления полудискового лазерного диода методом измерения импульсных вольт-амперных характеристик// Физика и техника полупроводников. 2023. Т. 57. вып. 5, С. 767–772.
2. *Лебедева Е. А. Стецик В. М.* Токовая перестройка частоты генерации одномодовых инжекционных лазеров // Квантовая электроника: материалы XIV международной научно-технической конференции, Минск, 21-23 ноября, 2017, С 212–215.

# Численный анализ модового усиления AlGaN гетероструктур с двумя и тремя квантовыми ямами при оптической накачке

**Н. П. Тарасюк[1)], А. А. Афоненко[2)], Е. В. Луценко[3)]**

*[1)] Брестский государственный технический университет, Брест, Беларусь,*
*e-mail: ntarasiuk@tut.by*
*[2)] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*[3)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Поведено моделирование лазерных AlGaN гетероструктур при оптической накачке. Рассчитан фактор оптического ограничения лазеров с двумя и тремя квантовыми ямами. Зонная диаграмма гетероструктуры находилась с учетом пьезоэффектов. Распределения концентрации носителей заряда получены с учетом профиля квадратов волновых функций электронов и дырок в квантовых ямах. При расчете усиления и спонтанной рекомбинации учитывались перекрытия волновых функций.

***Ключевые слова:*** фактор оптического ограничения; концентрация неравновесных носителей заряда, зонная диаграмма.

# Numerical analysis of the modal gain of AlGaN heterostructures with two and three quantum wells under optical pumping

**N. P. Tarasiuk[1)], A. A. Afonenko[2)], E. V. Lutsenko[3)]**

*[1)] Brest State Technical University, Brest, Belarus,*
*e-mail: ntarasiuk@tut.by*
*[2)] Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*[3)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

Modeling of AlGaN laser heterostructures under optical pumping has been performed. The optical confinement factor for lasers with two and three quantum wells has been calculated. The band diagram of the heterostructure has been found taking into account piezoelectric effects. The concentration distributions of charge carriers have been obtained taking into account the profile of the squared wave functions of electrons and holes in quantum wells. Wave function overlaps have been taken into account when calculating gain and spontaneous recombination.

***Keywords*:** optical confinement factor; concentration of nonequilibrium charge carriers, band diagram.

## Введение

Гетероструктуры на основе квантовых ям AlGaN перспективны для создания высокоэффективных источников излучения в ультрафиолетовой области спектра. Возможность изменения ширины запрещенной зоны гетероструктур AlGaN от 3.4 эВ до 6.2 эВ позволяет создавать оптоэлектронные приборы, работающие в широком диапазоне длин волн ультрафиолетовой области спектра от 365 нм до 210 нм. Моделирование лазерных параметров гетероструктур позволяет оптимизировать конструкцию для создания низкопороговых ультрафиолетовых лазеров.

В данной работе проведен расчет фактора оптического ограничения гетероструктур с двумя и тремя квантовыми ямами AlGaN. Определена зонная диаграмма гетероструктур с учетом пьезоэффектов. Рассчитаны распределения концентрации неравновесных носителей заряда по толщине гетероструктур при оптическом возбуждении. Определено модовое усиление этих гетероструктур.

**Результаты расчетов и обсуждение**

Для расчета фактора оптического ограничения использовалась модель одномерной планарной структуры. Вычисления фактора оптического ограничения были проведены в приближении плоских волн для ТЕ поляризации электромагнитного излучения. Для нахождения амплитуды электрического поля использовался метод матриц переноса [1]. Затем вычислялся фактор оптического ограничения [2]. Для расчета распределения концентрации неравновесных носителей заряда использовалась распределенная модель, в которой с каждой точкой пространства связывались три переменные: электростатический потенциал и квазиуровни Ферми для электронов и дырок. Они находятся путем совместного решения фундаментальной системы уравнений, состоящей из уравнения Пуассона для электростатического потенциала с учетом пьезоэлектрического поля и уравнений непрерывности для плотностей электронного и дырочного токов [3, 4]. Распределение заряда в квантовых ямах находилось из решения уравнения Шредингера в приближении и эффективной массы. Зонные параметры и показатель преломления материала $Al_xGa_{1-x}N$ брались из работы [5].

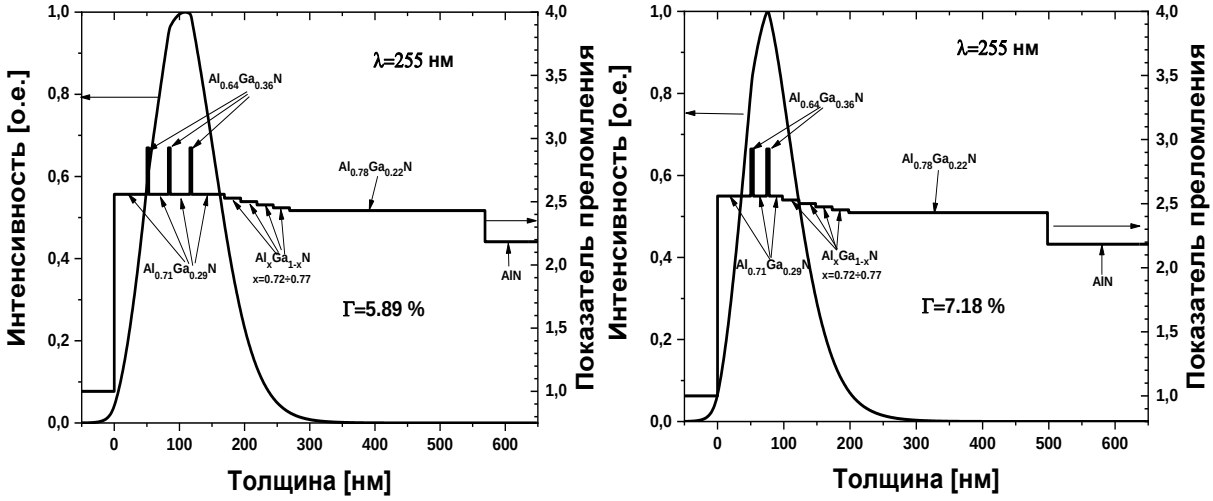
Для сравнения были выбраны две гетероструктуры с двумя и тремя квантовыми ямами (см. таблицу).

**Параметры гетероструктур**

| Гетероструктура 1 | | | Гетероструктура 2 | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Номер слоя | Состав | Толщина, нм | Номер слоя | Состав | Толщина, нм |
| 1 | $Al_{0,71}Ga_{0,29}N$ | 50 | 1 | $Al_{0,71}Ga_{0,29}N$ | 50 |
| 2 | $Al_{0,64}Ga_{0,36}N$ | 3 | 2 | $Al_{0,64}Ga_{0,36}N$ | 4 |
| 3 | $Al_{0,71}Ga_{0,29}N$ | 30 | 3 | $Al_{0,71}Ga_{0,29}N$ | 20 |
| 4 | $Al_{0,64}Ga_{0,36}N$ | 3 | 4 | $Al_{0,64}Ga_{0,36}N$ | 4 |
| 5 | $Al_{0,71}Ga_{0,29}N$ | 30 | 5 | $Al_{0,71}Ga_{0,29}N$ | 20 |
| 6 | $Al_{0,64}Ga_{0,36}N$ | 3 | 6 | $Al_{0,72}Ga_{0,28}N$ | 25 |
| 7 | $Al_{0,71}Ga_{0,29}N$ | 50 | 7 | $Al_{0,74}Ga_{0,26}N$ | 25 |
| 8 | $Al_{0,72}Ga_{0,28}N$ | 25 | 8 | $Al_{0,75}Ga_{0,25}N$ | 25 |
| 9 | $Al_{0,74}Ga_{0,26}N$ | 25 | 9 | $Al_{0,77}Ga_{0,23}N$ | 25 |
| 10 | $Al_{0,75}Ga_{0,25}N$ | 25 | 10 | $Al_{0,78}Ga_{0,22}N$ | 300 |
| 11 | $Al_{0,77}Ga_{0,23}N$ | 25 | | | |
| 12 | $Al_{0,78}Ga_{0,22}N$ | 300 | | | |

Распределение интенсивности фундаментальной моды и показатель преломления гетероструктур для $\lambda = 255$ нм показаны на рис. 1. Фактор оптического ограничения составил для первой и второй гетероструктур соответственно 5,89 % и 7,18 %. Удельный фактор оптического ограничения (фактор, приходящийся на единицу толщины квантовых ям) первой и второй гетероструктур соответственно равен

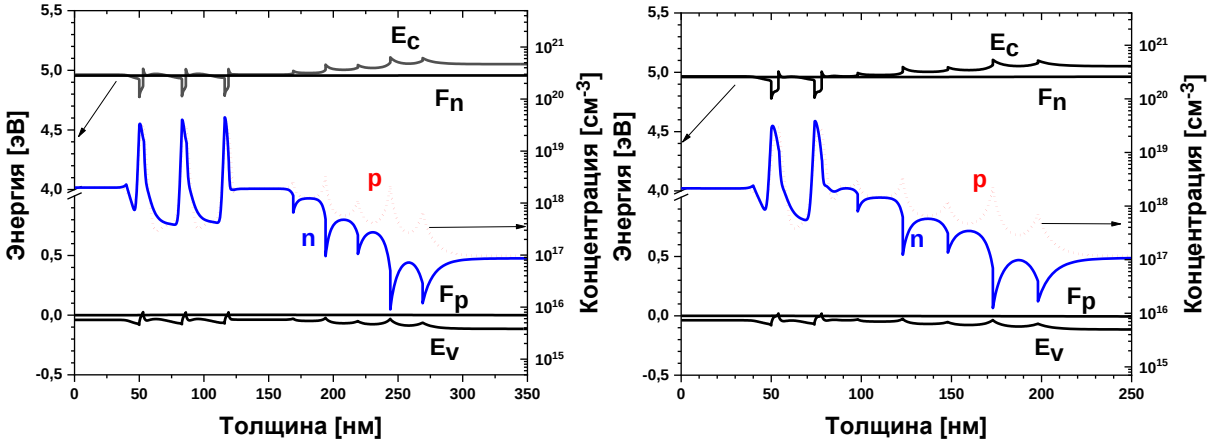
0,65 %/нм и 0,90 %/нм. Таким образом у второй гетероструктуры значение удельного фактора оптического ограничения в 1,4 раза больше, чем у первой. Это связано с большей локализацией волноводной моды во второй структуре (ширина моды 93 нм), по сравнению с первой (ширина моды 123 нм).




*а* *б*

*Рис. 1.* Распределение интенсивности фундаментальной моды и показатель преломления гетероструктур 1 (*а*) и 2 (*б*)

Зонные диаграммы гетероструктур находились с учетом пьезоэффектов при оптической накачке. Считалось (рис. 2), что излучение накачки на длине волны 213 нм вводится с левой стороны и поглощается с коэффициентом поглощения ~$10^5$ $см^{-1}$.




*а* *б*

*Рис. 2.* Зонная диаграмма и распределения концентрации неравновесных носителей заряда при оптическом возбуждении мощностью 50 кВт/$см^2$ гетероструктур 1 (*а*) и 2 (*б*)

Из-за пьезоэффектов происходит искривление зон (рис. 2). При возбуждении мощностью 50 кВт/$см^2$ слоевая концентрация электронов в квантовых ямах в первой структуре составила соответственно 8,12×$10^{12}$ $см^{-2}$, 8,59×$10^{12}$ $см^{-2}$ и 8,53×$10^{13}$ $см^{-2}$, а

во второй – $9{,}53\times10^{12}$ см$^{-2}$, $9{,}87\times10^{12}$ см$^{-2}$. Это свидетельствует о практически однородном возбуждении квантовых ям.

При расчете усиления и спонтанной рекомбинации учитывались интегралы перекрытия волновых функций электронов и дырок, которые составили в первой структуре 0,51 для тяжелых и 0,82 для легких дырок и во второй структуре 0,47 и 0,66, соответственно. Из рис. 3 видно, что при заданных условия возбуждения модовое усиление у первой структуры больше, чем у второй. При малых значениях плотности мощности оптического возбуждения модовое усиление больше во второй структуре, а для больших – в первой (рис. 4). Это связано с эффектом стабилизации усиления с ростом накачки, т.е. в структуре с меньшим количеством квантовых ям при больших накачках носители заряда распределены по большему интервалу энергий.

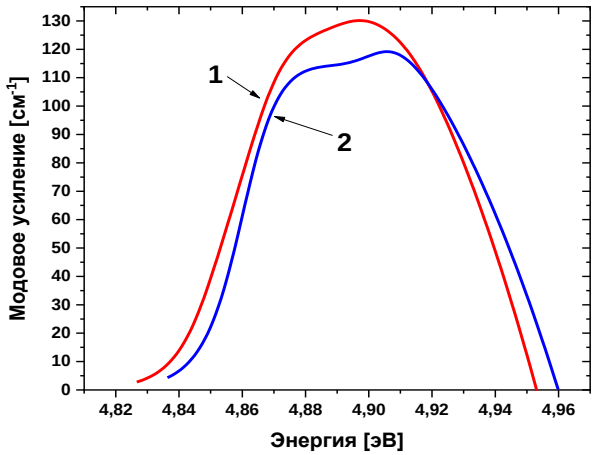



*Рис. 3.* Зависимость максимального модового усиления от энергии при оптическом возбуждении плотностью мощности 50 кВт/см$^2$

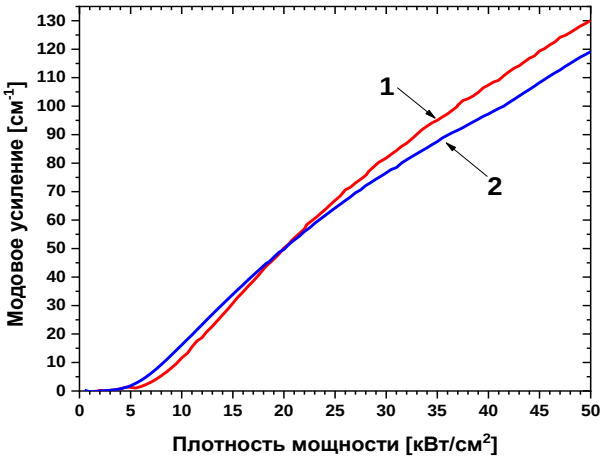



*Рис. 4.* Зависимость модового усиления от плотности мощности оптического возбуждения

## Заключение

Сравнение дизайнов гетероструктур показало, что вторая структура имеет более оптимальный волновод. Однако более широкие квантовые ямы приводят к меньшим интегралам перекрытия волновых функций, что снижает модовое усиление. Из-за эффекта стабилизации усиления с ростом уровня возбуждения модовое усиление при малых мощностях накачки больше в структуре с меньшим количеством квантовых ям, а при больших– в структуре с большим количеством квантовых ям.

## Библиографические ссылки


1. *Bergmann M. J., Casey H. C.* Optical-field calculations for lossy multiple-layer $Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N$ laser diodes // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84, Iss. 3. P. 1196–1203.
2. *Адамс, М.* Введение в теорию оптических волноводов. – Москва: Мир, 1984. 512 с.
3. *Афоненко, А. А., Ушаков Д. В.* Эффективность токовой инжекции в полупроводниковых лазерах с волноводом из квантовых ям // ФТП. 2014. Т. 48, № 1. С. 88–93.
4. *Piprek, J.* Semiconductor Optoelectronic Devices – Academic Press, 2003. 296 с.
5. Optical constants of epitaxial AlGaN films and their temperature dependence / D. Brunner [et al.] // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82, Iss. 10, P. 5090–5096.

# Моделирование динамики оптоэлектронного генератора на основе лазерного диода с внешним резонатором

**А. А. Афоненко, А. Б. Матюхин**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: afonenko@bsu.by*

На основе скоростных уравнений проведен анализ динамики генерации полупроводникового лазера с внешним резонатором и оптоэлектронной обратной связью. Рассчитаны спектры фазового шума в режиме автопульсаций оптической мощности при свободной генерации и при оптоэлектронной обратной связи. Показано, что использование оптоэлектронной обратной связи снижает фазовый шум на 50–60 дБ/н для частот, меньших обратного времени задержки оптоэлектронной связи.

***Ключевые слова:*** полупроводниковый лазер, внешний резонатор; оптоэлектронная обратная связью, оптоволоконный генератор, фазовый шум.

# Modeling the dynamics of an optoelectronic oscillator based on a laser diode with an external cavity

**A. A. Afonenko, A. B. Matyukhin**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: afonenko@bsu.by*

The lasing dynamics of a semiconductor laser with an external cavity and optoelectronic feedback has been analyzed based on rate equations. The phase noise spectra have been calculated in self-pulsations mode of optical power at free-running and with optoelectronic feedback. It has been shown that optoelectronic feedback reduces phase noise by 50–60 dBc for frequencies below the inverse delay time of the optoelectronic feedback.

***Keywords:*** semiconductor laser, optical feedback; external cavity, fiberoptic oscillator, phase noise

## Введение

Режим генерации регулярных пульсаций излучения в инжекционном лазере в СВЧ диапазоне может быть реализован с помощью внешнего резонатора или создания в лазерном резонаторе области насыщающегося поглотителя [1]. Внешний оптический резонатор может быть создан при стыковке лазерного чипа с оптическим волокном с брэгговской решеткой показателя преломления. Техни-чески это проще, чем формировать область насыщающегося поглотителя внутри лазерного чипа путем облучения высокоэнергетическими ионами. Для увеличения стабильности частоты генерируемых пульсаций можно использовать запаздыва-ющую оптоэлектронную связь [2]. Целью данной работы является анализ влияния запаздывающей оптоэлектронной связи на стабильность частоты пульсаций излучения в лазере с внешним резонатором.

## 1. Модель генератора с запаздывающей оптоэлектронной связью

Излучение из лазерного диод с внешним резонатором вводится в одномодовое волокно (рис. 1). После прохождения волокна запаздывающее излучение попадает

на фотодиод, преобразуется в электрический сигнал и через узкополосный фильтр подается в цепь питания лазера.

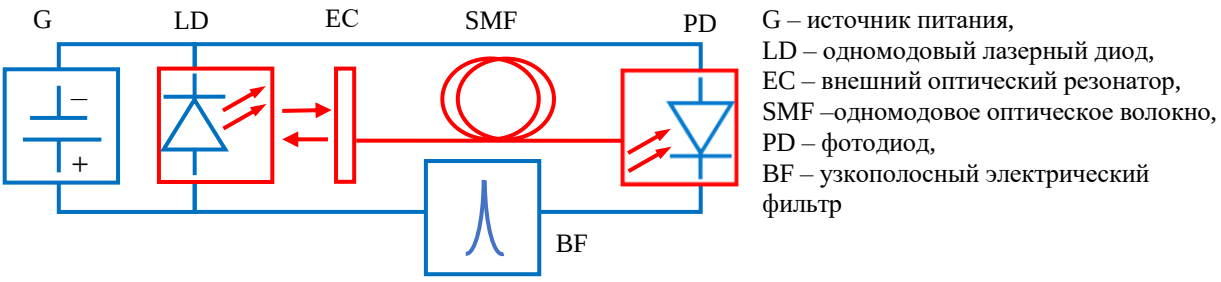



*Рис. 1*. Схема оптоэлектронного генератора на основе лазерного диода с внешним резонатором

Численный анализ основывался на скоростных уравнениях для комплексной амплитуды поля и концентрации электронов в активной области полупроводникового лазера [1]. Внешняя оптическая обратная связь включалась в уравнение для амплитуды в виде слагаемого, пропорционального амплитуде излучения, вернувшегося в резонатор после отражения от волоконной решетки. Флуктуации амплитуды и фазы излучения, связанные со спонтанными переходами, учитывались соответствующими скачками этих величин на каждом шаге интегрирования. Параметры активной области брались для лазера с длиной волны генерации 1.55 мкм.

## 2. Результаты численного моделирования

Режим автопульсаций интенсивности излучения возникает, когда коэффициент отражения во внешнем резонаторе превышает некоторую величину, зависящую от времени запаздывания и фазы возвращающегося излучения [1]. Фаза возвращающегося излучения ($\varphi = \omega\tau_{ext}$) зависит от частоты генерируемого оптического излучения $\omega$ и времени задержки излучения во внешнем резонаторе $\tau_{ext}$. Для уменьшения флуктуаций фазы из-за нестабильности оптической частоты целесообразно выбирать время задержки излучения во внешнем резонаторе как можно меньшим. Как видно из рис. 1, генерацию пульсаций излучения можно получить, например, при времени запаздывания около $\tau_{ext} = 0.05$ нс, амплитудном коэффициенте отражения $r_{ext} = 0.1$ и набеге фазы во внешнем резонаторе $\varphi = -5\pi/12$. При стабилизации температуры лазера с точностью 0.1° с учетом температурной перестройки длины волны генерации 0.1 нм/град (12 ГГц/град) флуктуация фазы составит $0.12\pi$, что приемлемо для поддержания работы лазера в требуемой области неустойчивости.

Основным фактором нестабильности пульсаций излучения являются спонтанные переходы. Различие формы последовательных импульсов излучения обнаруживается даже визуально (рис. 3). Фазовый шум лазерного диода с внешним резонатором, функционирующего в режиме самоподдерживающихся пульсаций, в режиме свободной генерации на частоте 100 кГц составляет около 30 дБн/Гц. Фильтрация с помощью узкополосного фильтра с шириной полосы пропускания 1 % уменьшает фазовый шум только для больших частот (> 0.1 ГГц).

Использование оптоэлектронной обратной связи с максимальным коэффициентом передачи снижает фазовый шум на 30 дБн/Гц для частот, больших обратного времени задержки оптоэлектронной связи, и на 50–60 дБн/Гц для низких частот. При этом фазовый шум на частоте 100 кГц составляет около 82 дБн/Гц.

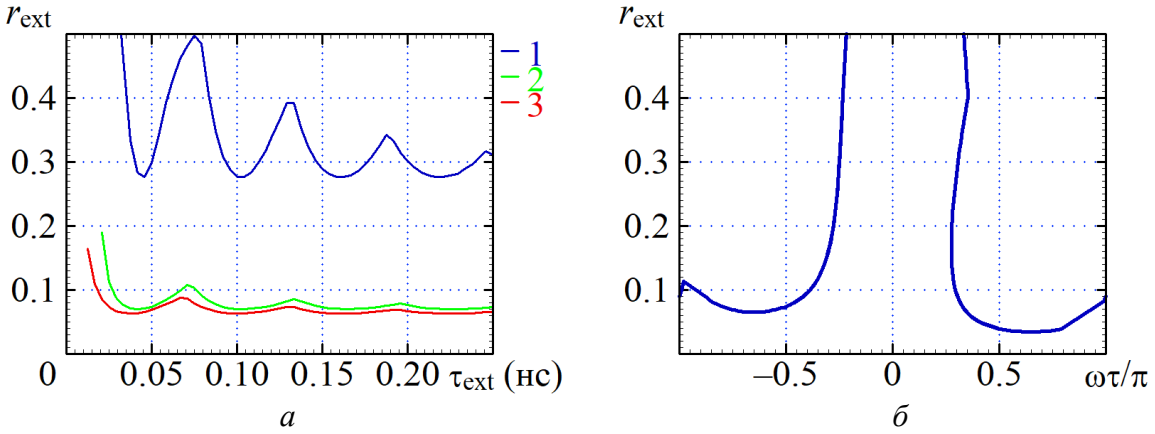



*Рис. 2.* Границы устойчивости лазера с внешним резонатором:
*а* – в зависимости от амплитудного коэффициента отражения внешнего зеркала и времени запаздывания при набеге фазы во внешнем резонаторе –π/4 (1), –π/2 (2) и –3π/4 (3);
*б* – в зависимости от амплитудного коэффициента отражения внешнего зеркала и набега фазы во внешнем резонаторе при $\tau_{ext}$ = 0.05 нс

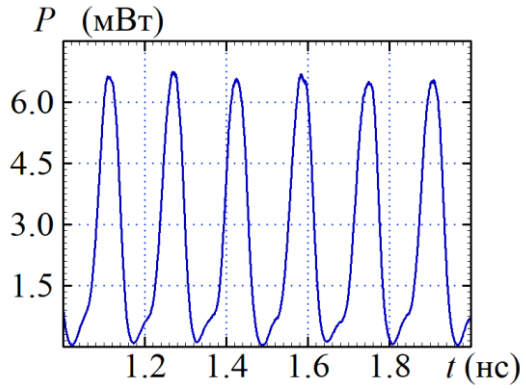



*Рис. 3.* Временная зависимость мощности генерации с частотой 6.3 ГГц

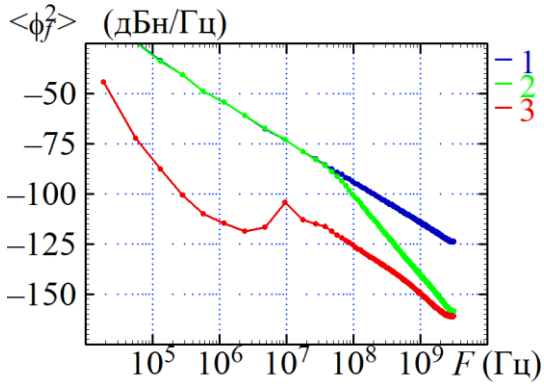



*Рис. 4.* Фазовый шум лазерного диода с внешним резонатором, функционирующего в режиме самоподдерживающихся пульсаций:
1 – в режиме свободной генерации; 2 –после узкополосного электрического фильтра;
3 – при наличии оптоэлектронной обратной связи с запаздыванием на 100 нс

## Библиографические ссылки


1. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров. Мн.: Белгосуниверситет, 1998. 69 с.
2. *Афоненко А. А.* Анализ фазовых шумов лазерных диодов с насыщающимся поглотителем при оптоэлектронной обратной связи / А. А. Афоненко, Е. В. Бизюк, А. Л. Чиж // Квантовая электроника: материалы XII Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 18–22 нояб. 2019 г. редкол.: М. М. Кугейко (отв. ред.) [и др.]. – Минск: РИВШ, 2019. С. 140–141.

# Генерация терагерцовых электромагнитных импульсов в *p-i-n* диоде, возбуждаемом фемтосекундным лазерным излучением

**В. Д. Иванович[1)], В. Н. Трухин[2)], В. Л. Малевич[1, 3)]**

*[1)] Белорусский государственный университет информатики и электроники, Минск, Беларусь,*
*[2)] Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,*
*[3)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*e-mail: v.malevich@ifanbel.bas-net.by*

На основе феноменологических уравнений [1] рассчитаны временные зависимости фототока и терагерцового (ТГц) электрического поля в GaAs *p-i-n* диоде, облучаемом фемтосекундным лазерным излучением. Проанализировано влияние эффектов всплеска баллистической скорости фотовозбужденных электронов и экранирования электрического поля *i*-слоя на динамику формирования импульса фототока.

***Ключевые слова:*** *p-i-n* диод, импульс фототока, терагерцовый электромагнитный импульс, , эффект всплеска баллистической скорости электронов, эффект экранирования.

# Generation of terahertz electromagnetic pulses in a *p-i-n* diode excited by femtosecond laser radiation

**V. D. Ivanovich[1)], V. N. Trukhin[2)], V. L. Malevich[1, 3)]**

*[1)]Belarusian State University of Informatics and Electronics, Minsk, Belarus,*
*[2)]A. F. Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS, Saint-Petersburg, Russia,*
*[3)]B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: v.malevich@ifanbel.bas-net.by*

Based on phenomenological equations [1], the time dependences of the photocurrent and the terahertz (THz) electric field in a GaAs *p-i-n* diode irradiated with femtosecond laser radiation were calculated. The influence of the electron velocity overshoot effect and screening of the electric field by photocarriers on the dynamics of the photocurrent pulse in the *i*-layer was analyzed.

***Keywords:*** p-i-n diode, photocurrent pulse, terahertz electromagnetic pulse, electron velocity overshoot effect, screening effect.

## Введение

В последнее время интенсивно развиваются исследования механизмов и методов генерации ТГц электромагнитных импульсов в полупроводниковых структурах, возбуждаемых фемтосекундным лазерным излучением. Интерес к данной области исследований, в первую очередь, обусловлен необходимостью разработки эффективных терагерцовых эмиттеров для применений в системах ТГц спектроскопии с временным разрешением.

Основной вклад в генерацию ТГц импульсов в полупроводниковых структурах дает субпикосекундный импульс фототока, который возникает в результате ускорения в электрическом поле электронов и дырок, возбужденных фемтосекундным лазерным излучением. Напряженность ТГц электрического поля в дальней зоне

пропорциональна производной от фототока по времени. Ускоряющее электрическое поле может быть встроенным, как это имеет место вблизи поверхностей некоторых полупроводников (GaAs, InP), так и может быть создано внешним источником эдс. Характерное время формирования и релаксации импульса фототока лежит в субпикосекундной области, т.е. сравнимо с временами внутризонной релаксации электронов. Поэтому исследование динамики ТГц генерации позволяет измерять с фемтосекундным временным разрешением внутризонную и межзонную релаксацию фотоносителей, а также изучать эффекты баллистического электронного переноса и экранирования электрических полей фотовозбужденными носителями тока.

В качестве эмиттера широкополосных ТГц импульсов для систем ТГц спектроскопии часто используются фотопроводящие полупроводниковые антенны, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии при пониженной температуре (LT-GaAs, LT-InGaAs). Подвижность электронов в полупроводниковых слоях, выращенных эти методом, оказывается достаточно низкой, и это приводит к потере оптоэлектрического усиления и оптической чувствительности. Кроме этого, синтез полупроводников с малыми временами жизни носителей предполагает использование редких элементов и не стандартных, технологически сложных, процессов синтеза с ограниченной доступностью. В работах [2–4] было показано, что высокая эффективность ТГц генерации может быть достигнута в ТГц эмиттерах на основе *p*-*i*-*n* диодов, изготовление которых не требует выращивания материалов с субпикосекундными временами жизни неравновесных носителей. В GaAs *p*-*i*-*n* диодах источником ТГц излучения является импульс фототока в сильном электрическом поле *i*-слоя, которое создается при приложении к диоду обратного смещения. Релаксация фототока обусловлена двумя процессами: сверхбыстрым экранированием электрического поля фотоносителями и переходами электронов в боковые долины зоны проводимости.

В настоящей работе проведено численное моделирование динамики формирования импульса фототока в GaAs *p*-*i*-*n* диоде, возбуждаемом 800 нм фемтосекунденым лазерным излучением. Используется система феноменологических уравнений [1, 5], описывающих динамику фотовозбужденных электронов, учитывающая непараболичность зоны проводимости, переходы электронов в боковые долины, экранирование электрического поля фотоносителями и наличие внешней цепи.

**Модель и методика расчета**

Для расчета динамики фототока в *p*-*i*-*n* диоде используется точечная модель, в которой предполагается, что распределение электрического поля и концентрации фотовозбужденных электронов в *i*-слое собственной проводимости однородно по глубине. Данное условие будет выполняться, если толщина *i*-слоя существенно меньше глубины поглощения лазерного излучения в полупроводнике. В GaAs коэффициент оптического поглощения на длине волны 800 нм составляет $1.5\ 10^4$ см$^{-1}$ и поэтому точечная модель применима для толщин *i*-слоя, меньше 0.5 мкм. Однако, как будет показано, данную модель можно использовать и для больших толщин *i*-слоя, если для концентрации фотоэлектронов использовать значение, усредненное по его толщине.

Уравнения точечной модели, описывающие изменение импульса и энергии электрона в электрическом поле, а также изменение электрического поля, обусловленное эффектом экранирования и наличием внешней цепи, имеют вид:

$$\frac{d\left(m(\varepsilon)\mathbf{v}\right)}{dt}+\frac{m(\varepsilon)\mathbf{v}}{\tau_m(\varepsilon)}=-e\mathbf{E}, \tag{1}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt}+\frac{\varepsilon-\overline{\varepsilon}}{\tau_e(\varepsilon)}=-e\mathbf{E}\mathbf{v}, \tag{2}$$

$$\frac{d\mathbf{E}}{dt}+\frac{\mathbf{E}}{\tau_{RC}}-\frac{4\pi}{\varepsilon_0}n(t)e\mathbf{v}=0, \tag{3}$$

где $-e$ - заряд электрона; $\mathbf{v}$ - скорость электрона; $\mathbf{E}$ - напряженность электрического поля в *i*-слое; $m$, $\tau_m$, $\tau_e$ - зависящие от энергии $\varepsilon$ эффективная масса электрона и времена релаксации по импульсу и энергии; $\varepsilon_0$ - низкочастотная диэлектрическая проницаемость; $\overline{\varepsilon}$ - средняя тепловая энергия электрона; $\tau_{RC}$ - постоянная времени внешней цепи. Зависимость концентрации фотовозбужденных электронов от времени описывается выражением $n(t)=0.5n_0\left(1+\mathrm{th}\left(1.763t/\tau_f\right)\right)$, где $n_0$ - концентрация фотоэлектронов к концу импульса, $\tau_f$ - длительность лазерного импульса по полувысоте.

Система уравнений (1–3) решалась численно методом Рунге-Кутта второго порядка. Для GaAs использовались параметры и зависимости времен релаксации и эффективной массы электрона от энергии, приведенные в работе [5]. Длительность лазерного импульса и длина волны были взяты равными 80 фс и 800 нм, соответственно. Начальная энергия фотовозбужденного электрона зависит от энергии фотона и для рассматриваемого здесь 800 нм излучения она бралась равной 0.12 эВ. Начальная напряженность электрического поля в *i*-слое определяется как $E=\left(U_s+U_b\right)/w$, где $w$ - толщина *i*-слоя, $U_b$ и $U_s$ - потенциалы, создаваемые пространственным зарядом и внешним источником. Для GaAs *p-i-n* диода потенциал встроенного электрического поля $U_b$ составляет примерно -1.4 В.

**Результаты расчетов и их обсуждение**

На рис. 1 приведены результаты расчетов временных зависимостей фототока для концентрации фотовозбужденных электронов $n_0 = 6\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, $\tau_{RC}$ = 20 пс, $w$ = 0.5 мкм и двух значений приложенного обратного смещения. Видно, что при увеличении обратного напряжения запаздывание фототока относительно фемтосекундного импульса уменьшается, т. е. максимум фототока достигается раньше. Такое поведение фототока от обратного смещения наблюдалось в эксперименте [6] и было объяснено как результат переходов электронов в боковые долины с большой эффективной массой. Максимум фототока достигается в момент, когда электрон наберет в электрическом поле энергию, равную величине энергетического зазора

между центральной Г-долиной и боковыми L-долинами. В более сильном электрическом поле для этого требуется меньшее время. На этом же рисунке представлены результаты расчетов фототока с использованием многочастичного метода Монте-Карло. Видно, что результаты расчетов в рамках простой точечной модели достаточно хорошо коррелируют с результатами Монте-Карло моделирования.

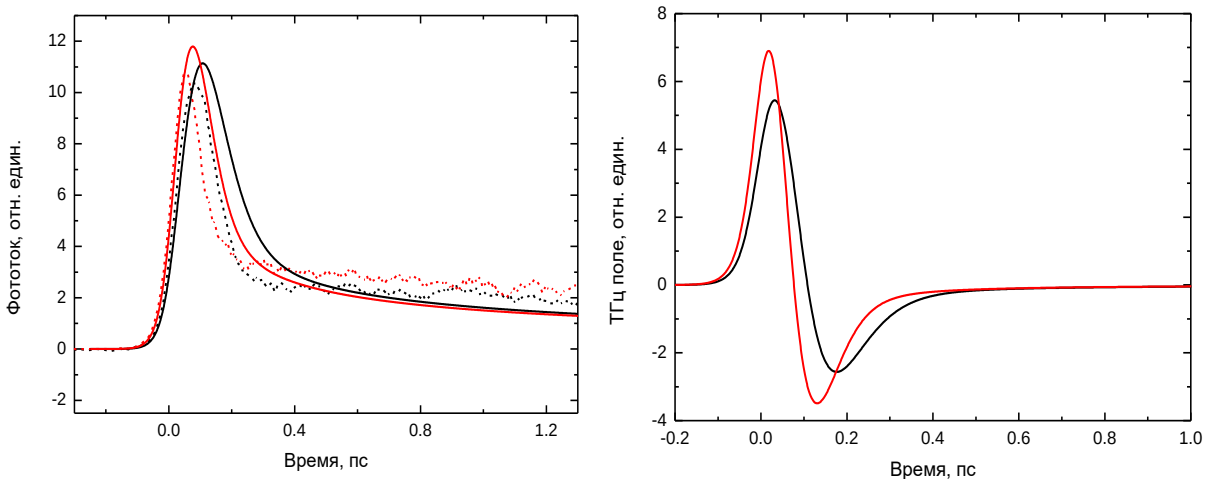



*Рис. 1.* Слева - зависимости фототока от времени, рассчитанные для точечной модели (сплошные линии) и методом Монте-Карло (штриховые линии), справа – временные формы ТГц импульсов. Концентрация фотовозбужденных электронов в *i*-слое – $6 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, напряжение обратного смещения: черные линии -2 В, красные линии -5 В

Для напряжения смещения -2 В (черные кривые) увеличение концентрации фотовозбужденных носителей тока до значения $6 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ приводит к осцилляциям фототока во времени с плазменной частотой (см. рис. 2). Отсутствие плазменных осцилляций при напряжении смещения -5 В (красные кривые) объясняется тем, что в более сильном электрическом поле основная часть электронов заполняет боковые долины зоны проводимости с большой эффективной массой. Плазменная частота для таких «тяжелых» электронов оказывается меньше их частоты рассеяния, т. е. в данном случае реализуется максвелловский режим релаксации электрического поля.

В слабом электрическом поле (черная кривая на рис. 2) междолинные переходы электронов практически не происходят, поскольку экранирование электрического поля фотовозбужденными носителями происходит прежде, чем электроны наберут пороговую энергию. Поэтому, в слабых электрических полях релаксация фототока определяется не междолинными переходами, а эффектом экранирования.

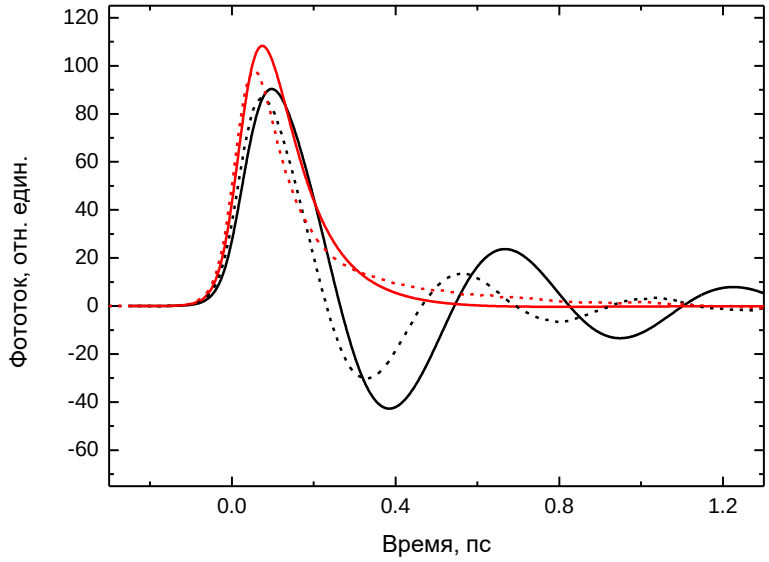



*Рис. 2.* Зависимости фототока от времени, рассчитанные для точечной модели (сплошные линии) и методом Монте-Карло (штриховые линии) для концентрации фотоносителей $6 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$

## Заключение

Расчеты, проведенные с использованием точечной модели, достаточно хорошо описывают основные особенности формирования импульса фототока в GaAs *p-i-n* диоде, возбуждаемом фемтосекундными лазерными импульсами. Релаксация импульса фототока определяется двумя эффектами: экранированием электрического поля фотовозбужденными носителями и переходами фотоэлектронов из центральной Г-долины в боковые долины зоны проводимости. Используемая точечная модель, несмотря на ее простоту, может быть использована для моделирования генерации ТГц импульсов в полупроводниковых структурах, облучаемых фемтосекундным лазерным излучением.

## Библиографические ссылки

1. *Shur M. S.* Influence of non-uniform field distribution on frequency limit of GaAs field-effect transistor // Electron. Lett. 1985. Vol. 12, iss. 23. P. 615-616.
2. Ultrafast carrier dynamics in terahertz photoconductors and photomixers: beyond short-carrier-lifetime semiconductors / P.-K. Lu [et al.] // Nanophotonics. 2022. Vol. 11, iss. 11. P. 2661-2691.
3. Terahertz radiation from large aperture Si p-i-n diodes / L.Xu [et al.] // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59, iss. 26. P. 3357-3359.
4. Terahertz emission from GaInAs p-i-n diodes photoexcited by femtosecond laser pulses // I. Nevinskas [et al.] / Lithuanian Journal of Physics. 2015. Vol. 55, iss. 4. P. 274–278.
5. *Yen-Chu Wang*. A simple analytical model for electron transport in GaAs // Phys. Stat. Sol. (a). Vol. 53, iss. 2. P. K113-K117.
6. THz generation by AlGaAs/GaAs heterostructured *p-i-n* diode // V. Trukhin [et al.] // Appl. Phys. Lett. 2024. Vol. 125, iss. 3. P. 031101-(1-5).

# Пороговое усиление ТГц ККЛ в поверхностно-плазмонном волноводе

**Д. В. Ушаков[1)], Р. А. Хабибуллин[2)], А. А. Дубинов[3)]**

*[1)]Белорусский государственный университет, Минск, e-mail: ushakovdv@bsu.by*
*[2)]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*
*[3)]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*

Для поверхностно-плазмонного волновода (ППВ) на основе GaAs/AlGaAs проведен расчет спектров модовых потерь, фактора оптического ограничения, коэффициента отражения и оценен коэффициент порогового усиления для квантово-каскадных лазеров (ККЛ) с рабочей частотой ~2 ТГц. Показано, что для субазотных температур пороговое усиление может быть снижено до 20–25 $см^{-1}$ при длине резонатора 4 мм.

***Ключевые слова:*** поверхностно-плазмонный волновод, пороговое усиление, длина резонатора, квантово-каскадный лазер, терагерцевый диапазон.

# Threshold gain THz QCL in a surface-plasmon waveguide

**D. V. Ushakov[1)], R. A. Khabibullin[2)], A. A. Dubinov[3)]**

*[1)]Belarusian State University, Minsk, e-mail: ushakovdv@bsu.by*
*[2)] Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*
*[3)]Institute for Physics of Microstructures of the RAS, Nizhny Novgorod, Russia*

For a GaAs/AlGaAs-based surface-plasmon waveguide, the mode loss spectra, optical confinement factor, reflectivity and the threshold gain were estimated for quantum cascade lasers operating at ~2 THz. It was shown that at sub-nitrogen temperatures, the threshold gain can be reduced to 20–25 $cm^{-1}$ with a cavity length of 4 mm.

***Keywords:*** surface-plasmon waveguide, threshold gain, resonator length, quantum cascade laser, terahertz range.

Для разработки эффективных рабочих схем ККЛ и оптимизированного дизайна волновода ТГц излучения, необходима информация о потерях в ТГц ККЛ [1–5]. В ТГц ККЛ для получения хорошего качества пучка традиционно используются ППВ [1, 2]. В ППВ излучение ограничено верхним металлическим контактом и нижним толстым ($d_{n+}$ = 400–1500 нм) сильно легированным полупроводниковым слоем ($n$ =2–5 $10^{18}$ $см^{-3}$). В настоящей работе проведено моделирование плазмонного волновода для работы в области ~2 ТГц.

Расчеты волноводных характеристик и потерь в металлических слоях проведены для ТМ-моды на основе численного решения волнового уравнения для ненулевой компоненты вектора магнитного поля аналогично [3–5]. Диэлектрическая проницаемость металла в ТГц области спектра описывается в модели Друде. При расчете материальные параметры для металлических слоев брались из работ [3–7]. Расчеты коэффициента отражения вблизи торцов лазера проведены на основе метода мод излучения [8–10].

Пороговое усиление лазера определяется как $k_{th} = (\alpha_{wg}+\alpha_m)/\Gamma$, где $\alpha_{wg}$ – потери в волноводных слоях, $\alpha_m = \mathrm{Ln}\ R/L$ – потери внутри резонатора длиной $L$ с

коэффициентом отражения на торцах $R$, Г– фактор оптического ограничения. Большая часть потерь волновода обусловлена поглощением свободных носителей заряда в нижнем легированном слое оболочки. Результаты расчета порогового усиления в зависимости от толщины нижнего легированного слоя показаны на рис. 1.

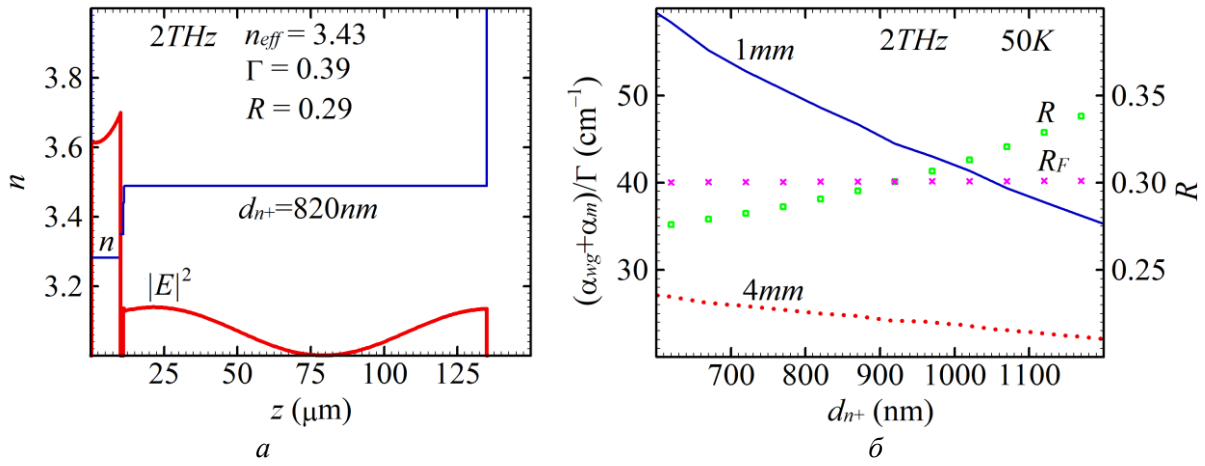



*Рис.* 1. Профиль показателя преломления и распределение поля моды ППВ на частоте 2 ТГц (*а*); коэффициент порогового усиления (для длины резонатора 1 и 4 мм) и коэффициент отражения для различной толщины нижнего легированного слоя $d_{n+}$ (*б*)

Как показывают расчеты на частоте 2 ТГц, температуре 50 К и длине резонатора 1 мм при увеличении толщины нижнего легированного слоя $d_{n+}$ с 600 нм до 1200 нм пороговое усиление уменьшается практически вдвое с 60 см$^{-1}$ до 35 см$^{-1}$, что объясняется увеличением фактора оптического ограничения Г с 0.3 до 0.6. Дополнительное увеличение длины резонатора с 1 до 4 мм позволяет снизить пороговое усиление на частоте 2 ТГц до 20–25 см$^{-1}$.

### Библиографические ссылки


1. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Köhler [et al.] // Nature. 2002. Vol. 417. P. 156–159.
2. Silver-based surface plasmon waveguide for terahertz quantum cascade lasers/ Y. J. Han [et al.] // Opt. Express. 2018. Vol. 26. P. 3814–3827.
3. Спектры модовых потерь в ТГц квантово-каскадных лазерах с двойным металлическим волноводом на основе Au и Ag / Д.В. Ушаков [и др.] // Квантовая электроника. 2018. Т. 48, № 11. С. 1005–1008.
4. Spectra of mode loss in THz quantum cascade laser with double metal waveguide based on Au, Cu and Ag / R. Khabibullin [et al.] // Proc. SPIE. 2019. Vol. 11066. P. 1106613.
5. Influence of adhesion layers on optical losses in THz quantum cascade lasers/ D.V. Ushakov [et al.] //J. Opt. Soc. Am. B. 2024. Vol. 41. P. 1243–1247.
6. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared / M.A. Ordal [et al.] // Appl. Opt. 1983.Vol. 22, No. 7. P. 1099–1119.
7. *Babar S., Weaver J.H.* Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited // Appl. Opt. 2015. Vol. 54. P. 477–481.
8. *Ikegarni T.* Rellectivity of mode at facet and oscillation mode in douЬJe-heterostructure injection lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1972. Vol. QE-8. P. 470–476.
9. *Lewin L.* A method for the calculation of the radiation-pattem and mode conversion properties of a solid state heterojunction laser // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1975. Vol. МТГ-23. P. 576–585.
10. New formula for semiconductor laser facet reflectivity/ P.C. Kendall [et al.]// IEEE Photonics Technology Letters. 1993. Vol. 5. P. 148–150.

# Моделирование прямой модуляции квантово-каскадного лазера ТГц диапазона

**А. А. Афоненко, Е. В. Кадола, В. С. Радчикова**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: afonenko@bsu.by*

Разработана динамическая модель квантовокасадного лазера с учетом зависимости скоростей переходов между подзонами от напряжения на каскаде. Проведены расчеты модуляционных характеристик квантово-каскадного лазера с периодом из 2-х квантовых ям. Найдено, что амплитуда модуляции плотности фотонов в резонаторе монотонно уменьшается с ростом частоты модуляции. Полоса прямой модуляции уменьшается с ростом тока накачки.

***Ключевые слова:*** квантово-каскадный лазер, ТГц диапазон, прямая модуляция

# Modeling of direct modulation of quantum-cascade laser of the THz range

**A. A. Afonenko, E. V. Kadola, V. S. Radchikova**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: afonenko@bsu.by*

A dynamic model of a quantum cascade laser has been developed, taking into account the dependence of transition rates between subbands on the cascade voltage. Calculations of the modulation characteristics have been performed for a quantum cascade laser with a period of two quantum wells. It has been found that the modulation amplitude of photon density in the resonator decreases monotonically with increasing modulation frequency. The direct modulation bandwidth decreases with increasing pump current.

***Keywords:*** quantum cascade laser, THz range, direct modulation

Полоса прямой модуляции полупроводникового лазера является важной характеристикой для практических применений. Обычно модуляционные характеристики инжекционных лазеров анализируются с использованием скоростных уравнений [1]. В отличие от межзонных полупроводниковых лазеров, в квантово-каскадных лазерах скорости переходов между подзонами существенно зависят от приложенного напряжения. Целью данной работы является разработка динамической модели квантовокасадного лазера с учетом зависимости скоростей переходов от напряжения на каскаде.

Напряжённость электрического поля $E$, создаваемая поверхностной плотностью зарядов σ на внешних контактах (обкладках конденсатора)

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}. \tag{1}$$

Потенциал, создаваемый зарядами на обкладках конденсатора

$$U_c = mEd = \frac{m\sigma d}{\varepsilon\varepsilon_0}. \tag{2}$$

Закон сохранения заряда (разность втекающей и вытекающей плотности тока при переносе зарядов) имеет вид

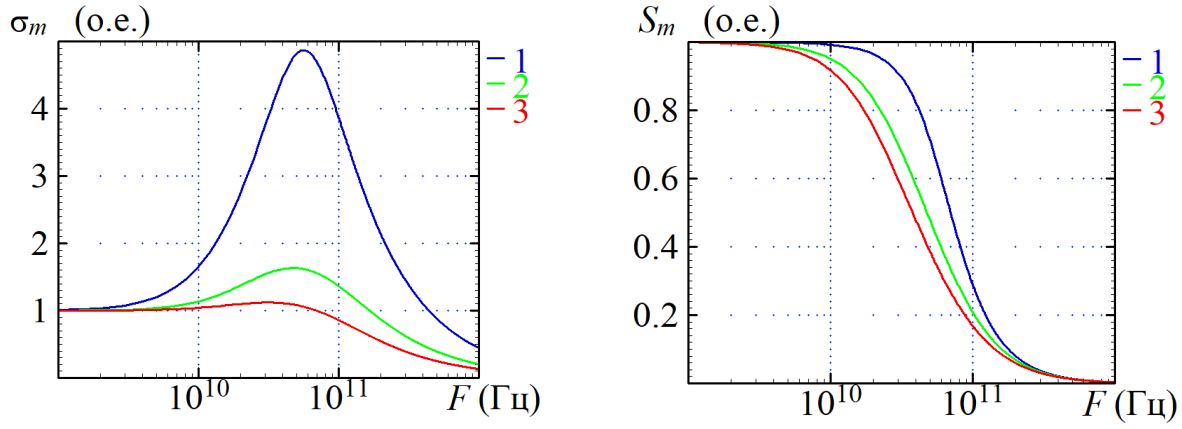
$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{I}{S} - j_{qc}. \tag{3}$$

где $j_{qc}$ – плотность тока носителей заряда через каскад, $I$ – полный ток электрической цепи, $S$ – площадь контакта. Плотность тока носителей в каскад определяется разностью потоков электронов в противоположных направлениях на границе каскада с координатой $z_1$

$$j_{qc} = eN_d \left( \sum_{z_i \le z_1, z_f > z_1} A_{if} n_i - \sum_{z_i > z_1, z_f \le z_1} A_{if} n_i \right). \tag{4}$$

где $N_d$ – слоевое легирование периода, $A_{if}$ – вероятности переходов.

Населенности подзон $n_i$ в каскаде и плотность фотонов в резонаторе $S$ находились из балансных уравнений с учетом зависимости скоростей переходов от напряжения на каскаде (2). В работе анализировалась структура [2] с периодом из двух квантовых ям. В переносе носителей задействованы три уровня энергий. Генерация осуществляется с основного уровня узкой квантовой ямы на второй уровень широкой квантовой ямы. Как видно на рисунке, амплитудно-частотные характеристики поверхностной плотности зарядов имеют резонансный вид, но амплитуда модуляции плотности фотонов в резонаторе монотонно уменьшается с ростом частоты модуляции. Полоса прямой модуляции квантово-каскадного лазера уменьшается с ростом тока накачки. На больших частотах амплитуда плотности фотонов уменьшается пропорционально квадрату частоты модуляции.




*а* *б*

Зависимости от частоты модуляции при напряжениях на каскаде 52 мВ (1), 56 мВ (2) и 60 мВ (3):
*а* – нормированные амплитуды плотности заряда на контактах;
*б* – плотность фотонов в резонаторе

## Библиографические ссылки


1. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров. Мн.: Белгосуниверситет, 1998. 69 с.
2. Thermoelectrically cooled THz quantum cascade laser operating up to 210 K / Bosco L. [et al.] // Applied Physics Letters. 2019. Vol. 115, №1. P. 010601.

# Экранирование заряженных примесей в квантово-каскадных гетероструктурах

**Ан. А. Афоненко[1)], А. А. Афоненко[1)], А. А. Дубинов[2)], Р. А. Хабибуллин[3)]**

*[1)] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: afonenko@bsu.by*
*[2)] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
*[3)] НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*

Разработана модель нелокального экранирования для квантоворазмерных сверхрешеток. Проведены расчеты экранированного Кулоновского потенциала примесей для квантово-каскадного лазера с периодом из 2-х квантовых ям. Показано, что учет нелокального характера экранирования приводит к большим величинам потенциала и большей величине обратной длины экранирования по сравнению с приближением локального объемного экранирования.

***Ключевые слова:*** полупроводниковая сверхрешетка, заряженная примесь, экранированный потенциал, длина экранирования

# Screening of charged impurities in quantum cascade heterostructures

**An. A. Afonenko[1)], A. A. Afonenko[1)], A. A. Dubinov[2)], R. A. Khabibullin[3)]**

*[1)] Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: afonenko@bsu.by*
*[2)] Institute of Physics of Microstructures of the RAS, Nizhny Novgorod, Russia*
*[3)] NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

A model of nonlocal screening for quantum-well superlattices has been developed. Calculations of the screened Coulomb potential of impurities for a quantum cascade laser with a period of two quantum wells have been performed. It is shown that accounting for the nonlocal nature of screening leads to larger potential values and a larger inverse screening length compared to the local volume screening approximation.

***Keywords:*** semiconductor superlattice, charged impurity, screened potential, screening length

Скорости рассеяния на заряженных примесях является одним из основных механизмов переноса заряда в квантово-каскадных лазерах. Сила взаимодействия зарядов существенно определяется эффектами экранирования. Обычно в расчетах экранирование учитывается в объемном приближении [1]. Целью данной работы является анализ экранирования в квантоворазмерных сверхрешетках с учетом неоднородного распределения плотности зарядов.

Уравнение для экранированного потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ заряда в точке $\mathbf{r}_0$ имеет вид

$$\nabla\varepsilon_0\varepsilon\nabla\varphi(\mathbf{r})-e\rho(\mathbf{r})=e\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0). \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon = \varepsilon(z)$ – диэлектрическая проницаемость. В невырожденном случае для полупроводника с объемными свойствами индуцированная плотность электронов имеет локальный характер и прямо пропорциональна величине потенциала $\varphi(\mathbf{r})$:

$$\rho(\mathbf{r})=\frac{en(z)}{kT}\varphi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где $n(z)$ – объемная концентрация носителей, $T$ – температура, $k$ – постоянная Больцмана. В квантоворазмерных структурах распределение заряда определяется квантовыми состояниями, заселенность которых зависит от среднего потенциала

$$\langle \varphi_i \rangle = \int \varphi(\mathbf{r}') |\psi_i(z')|^2 dz', \tag{3}$$

где $\psi_i(z)$ – волновая функция $i$-го состояния. При этом индуцированная плотность электронов оказывается нелокальной функцией экранированного потенциала:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{e}{kT}\left( \sum_i n_i^{(2D)} |\psi_i(z)|^2 \langle \varphi_i \rangle \right) = \frac{e}{kT}\left( \sum_i n_i^{(2D)} |\psi_i(z)|^2 \int |\psi_i(z')|^2 \varphi(\mathbf{r}') dz' \right). \tag{4}$$

Здесь $n_i^{(2D)}$ – двухмерная населенность соответствующей подзоны.

Решение уравнения (1) удобно находить в виде Фурье-разложения по гармоникам в плоскости слоя. Для объемного экранирования для основной гармоники экранированный потенциал имеет вид:

$$\varphi^{(3D)}(z) = -\frac{1}{8\pi\varepsilon_0 \varepsilon q_{\text{scr}} S} \exp\left(-q_{\text{scr}} |z - z_0|\right), \tag{5}$$

где обратная длина экранирования

$$q_{\text{scr}} = \sqrt{\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 \varepsilon kT}}, \tag{6}$$

$S$ – площадь анализируемого слоя.

Для квантоворазмерной сверхрешетки решение находится численно. В работе анализировалась структура [2] с периодом из двух квантовых ям (рис. 1). Легирование выполнялось в центре широкой квантовой ямы.

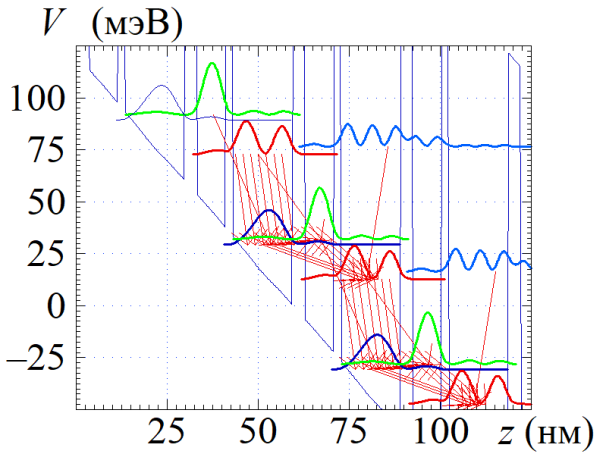



*Рис. 1.* Профиль зоны проводимости и волновые функции при напряжении на каскаде 60 мВ. Стрелками показан перенос заряда

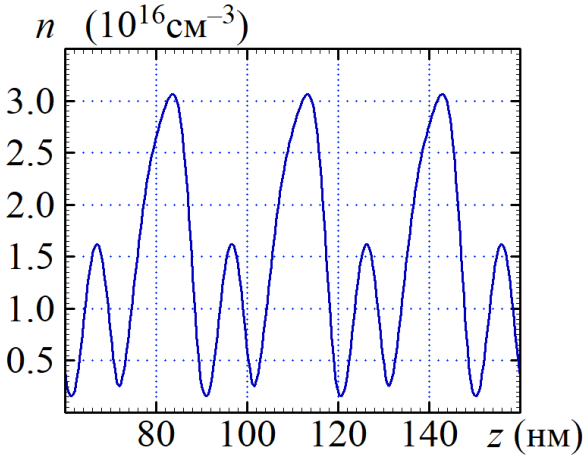



*Рис. 2.* Распределение плотности электронов в сверхрешетке

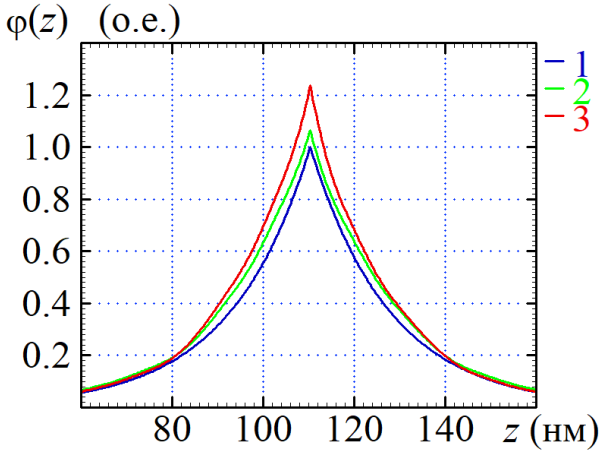



*Рис. 3.* Экранированный потенциал для объемного полупроводника:
1 – с равномерным распределением концентрации электронов;
2 – с неравномерным распределением концентрации электронов;
3 – для квантоворазмерной гетероструктуры с нелокальным экранированием

Уравнение (1) решалось с использованием разностной схемы. Шаг дискретизации равнялся половине постоянной решетки GaAs. Для локального экранирования нахождение потенциала с неравномерным распределением концентрации электронов (рис. 2) сводилось к задаче на собственные значения и собственные вектора матрицы 2×2. Для нелокального экранирования решалось нелинейное уравнение, получаемое как определитель матрицы с размерностью, равной числу координатных точек разностной схемы на одном периоде.

Результаты расчетов представлены на рис. 3. Усредненная по периоду обратная длина экранирования для неравномерного распределения электронной плотности оказалась практически равной обратной длине экранирования для объемного полупроводника с равномерным распределением электронной плотности (отличие менее 1 %). При этом максимальный потенциал оказался на 7 % больше, чем для равномерного распределения зарядов. С учетом квантоворазмерных эффектов и нелокального экранирования усредненная по периоду обратная длина экранирования получилась на 8 % больше, а максимальный потенциал – на 24 % больше, чем локального равномерного приближения. Вероятность перехода квадратично зависит экранированного потенциала, поэтому использование объемного приближения (5) для расчета скорости рассеяния может приводить к величинам, заниженным на десятки процентов.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, грант №23РНФМ-064, Российского Научного Фонда, грант № 23-19-00436 и государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

### Библиографические ссылки

1. Влияние селективного легирования на характеристики квантово-каскадных лазеров ТГц диапазона / Ан. А. Афоненко [и др.] // Труды XXVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 13–16 марта 2023 г.) в 2 т. Том 2. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2023. С. 530–531.
2. Thermoelectrically cooled THz quantum cascade laser operating up to 210 K / Bosco L. [et al.] // Applied Physics Letters. 2019. Vol. 115, №1. P. 010601.

# Поглощение ИК-излучение структурами $SiN_x/Ti/SiN_x$

**С. В. Козодоев[1, 2], С. А. Демидович[2], П. И. Гайдук[1]**

*[1] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: serikoz12345@gmail.com*
*[2] ОАО «Интеграл» - управляющая компания холдинга «Интеграл», Минск, Беларусь*

Методом Фурье спектроскопии обнаружено, что по сравнению с монослоем $SiN_x$, структуры $SiN_x/Ti/SiN_x$ с поверхностным микрорельефом более эффективно (на 20 – 60 %) поглощают инфракрасное (ИК) излучение в диапазоне 14 – 24 мкм. Показано, что усиление поглощения имеет место для различных топологических рисунков профилированного Ti (рамок, перекрестий). Вместе с тем выявлено более высокое (на 3 – 18 %) поглощение излучения в диапазоне 16 – 24 мкм при использовании поверхностных микроструктур в виде перекрестий.

***Ключевые слова:*** плазмонные структуры, поглощение ИК излучения, Фурье спектроскопия.

# Absorbtion of IR radiation by structures $SiN_x/Ti/SiN_x$

**S. V. Kozodoev[1, 2], S. A. Demidovich[2], P. I. Gaiduk[1]**

*[1] Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: serikoz12345@gmail.com*
*[2] OJSC «INTEGRAL» – «INTEGRAL» Holding Managing Company, Minsk, Belarus*

It is found by Fourier spectroscopy that, compared with the $SiN_x$ monolayer, $SiN_x$ /Ti/ $SiN_x$ structures with a surface microrelief absorb infrared (IR) radiation in the range of 14 – 24 μm more efficiently (by 20– 60 %). It is shown that an increase in absorption occurs for various topological patterns of profiled Ti (frames, crosshairs). At the same time, a higher (by 3 – 18 %) absorption of radiation in the range of 16 – 24 μm was revealed when using surface microstructures in the form of crosshairs.

***Keywords:*** plasmonic structures, IR absorption, Fourier spectroscopy

## Введение

Для современных инфракрасных сенсоров ключевое значение имеет высокий уровень поглощения ИК-излучения [1]. Одним из путей его повышения является создание профилированных структур с металлическими микро- и наноэлементами внутри диэлектрика [2]. Их преимущество заключается в возбуждении плазмонных резонансов – коллективных колебаний электронов в металле, которые усиливают поглощение за счет концентрации электромагнитного поля на границе металла и диэлектрика [3]. Спектр поглощения таких структур можно тонко настраивать, меняя геометрию и расположение металлических элементов

В ходе работы были сформированы профилированные структуры $SiN_x/Ti/SiN_x$ и исследовано влияние Ti элементов на поглощение ИК-излучения в диапазоне 8 – 24 мкм.

## 1. Материалы и методы

На рис. 1 представлена схема сформированных структур. Основой служили кремниевые пластины с алюминиевым зеркальным слоем (100 нм). Для имитации зазора в пикселе микроболометра был нанесён полиимидный слой, который после отжига при 350 °C имел толщину 2,5 мкм. Поверх полиимида методом плазмохимического осаждения (ПХО) был нанесён нижний слой $SiN_x$ толщиной $H$ = 50 нм.

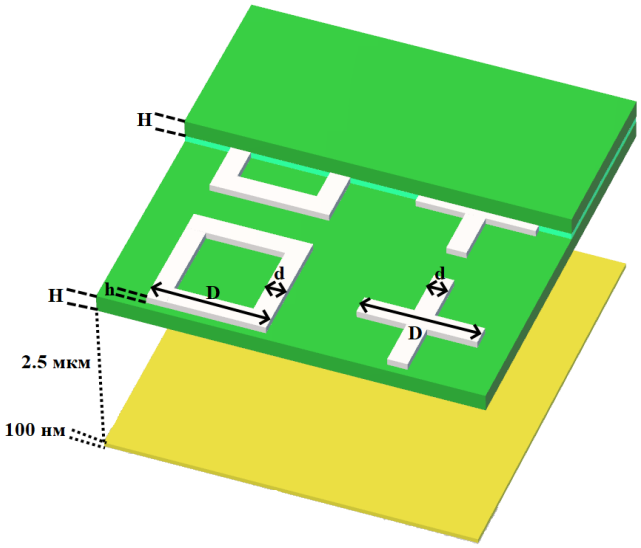



*Рис. 1.* Схема исследованных структур

Далее, с помощью электронно-лучевого напыления и взрывной фотолитографии, были сформированы титановые элементы (квадратные рамки и перекрестия) размером $D$ = 6 мкм, шириной стенки $d$ = 1 мкм и толщиной $t$ = 50 нм. Затем на эти элементы был осаждён верхний слой $SiN_x$ толщиной 100 нм. В контрольных структурах без Ti-элементов общая толщина слоя $SiN_x$ на полиимиде составляла 150 нм. Измерение спектров поглощения проводилось методом Фурье-спектроскопии.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектры поглощения структур с монослоем $SiN_x$ и профилированных структур $SiN_x/Ti/SiN_x$ в диапазоне 8 – 24 мкм. На вставке рис. 2 показано изображение отдельных структуры $SiN_x/Ti/SiN_x$, полученные методом атомно силовой микроскопии (АСМ).

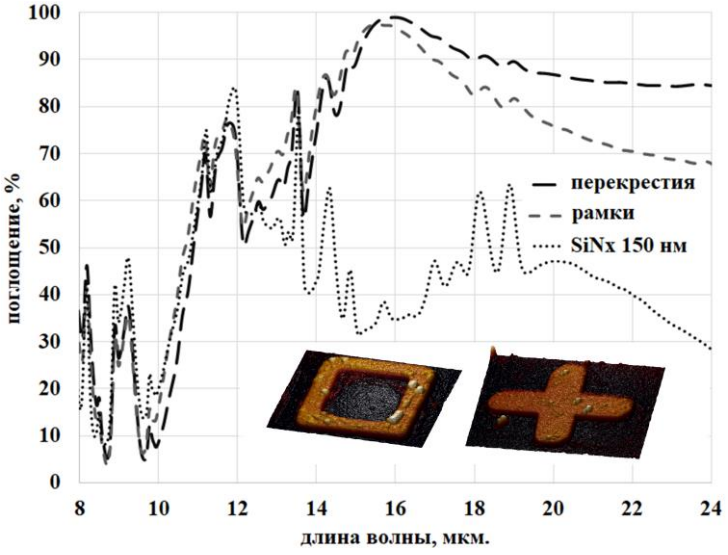



*Рис. 2.* Спектры поглощения структур

Представленные спектры показывают более высокий уровень поглощения для профилированных структур с Ti элементами в сравнении с монослоем $SiN_x$ в диапазоне 14 – 24 мкм.

Видно, что внедрение рамок из Ti приводит к росту поглощения на 20 – 60 %, при этом наибольшее поглощение с интенсивностью ≥80% происходит в диапазоне 14 – 18.5 мкм.

Показано, что структуры типа перекрестие обладают на 3 – 18 % большим уровнем поглощения чем рамочные структуры в диапазоне 16 – 24 мкм.

Мы полагаем, что отдельные узкие пики поглощения в диапазоне 8 – 14 мкм возникают за счёт собственного поглощения излучения в полиимиде, кроме диапазона 11 – 12.1 мкм, в котором высокое поглощение излучения может быть связано с собственным поглощением в $SiN_x$ [4].

Отдельно следует отметить некоторое расхождение теоретически рассчитанных спектров поглощения ИК излучения профилированными структурами, представленных в нашей работе [5] со спектрами, полученными в настоящей работе. Такое расхождение, в частности, может быть связано с тем, что при проведении компьютерного моделирования между слоем $Si3N_4/Ti/Si3N_4$ и Al зеркалом мы использовали вакуумный зазор, тогда как в экспериментальных образцах зазор был заполнен полиимидом, что обусловлено техническими возможностями их изготовления. В свою очередь, высокий (>1) показатель преломления полиимида приводит к увеличению оптического пути излучения что, очевидно, сопровождается смещением области интенсивного поглощения излучения с 8.5 – 13 мкм до 14 – 18.5 мкм.

## Заключение

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о перспективности использования профилированных структур SiNx/Ti/SiNx для изготовления высокоэффективных ИК-поглощающих элементов. Показано, что размещение микроструктурированных Ti элементов внутри слоя SiNx позволяет увеличивать интенсивность поглощения ИК излучения по сравнению с монослоем SiNx такой же толщины в диапазоне 14 – 24 мкм на 30 – 60 %. Установлено, что структуры с топологическим элементом в виде перекрестия поглощают ИК-излучение в диапазоне 16 – 24 мкм на 5 – 18 % больше, чем рамки.

## Библиографические ссылки


1. *Lyu, Xiaochuan*. Recent Progress on Infrared Detectors: Materials and Applications // Highlights in Science, Engineering and Technology. 2022. Vol. 27. P. 191–200.
2. Broadband absorption enhancement in an uncooled microbolometer infrared detector / Basak Kebapci [et al.] // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 2014. Vol. 9070.
3. A plasmonically enhanced pixel structure for uncooled microbolometer detectors / O. Erturk [et al.] // Proc. of SPIE. 2013. Vol. 8704. N 87041E.
4. Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride / J. Kischkat [et al.] // Appl Opt. 2012. Vol. 51, N 28. P. 6789–6798.
5. Влияние типа металла и толщины слоев на поглощение оптического излучения профилированными структурами $Si_3N_4/Me/Si_3N_4$ / С. В. Козодоев [и др. ] // Журнал прикладной спектроскопии. 2025. Т. 92, № 2. С 187–192.

# Фотогальванический эффект в напряженном монослое графена

**А. В. Снегирев[1, 2)], В. М. Ковалев[1, 3)], М. В. Энтин[1)]**

*[1)] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: komrad.snegirev2017@gmail.com*
*[2)] Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*
*[3)] Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

Данное исследование посвящено изучению фотогальванического эффекта (ФГЭ) в деформированном монослое графена с одной активной долиной. Микроскопическая теория ФГЭ была развита с использованием кинетического уравнения Больцмана. Мы рассчитали три вклада в ток: вклад, зависящий только от интенсивности падающего света, а также вклады, возникающие под действием линейной и циркулярной поляризации света.

***Ключевые слова:*** фотогальванический эффект; графен; дираковские конусы; одноосная деформация.

# Photogalvanic effect in strained graphene monolayer

**A. V. Snegirev[1, 2)], V. M. Kovalev[1, 3)], M. V. Entin[1)]**

*[1)] Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, SB of the RAS, Novosibirsk, Russia, e-mail: komrad.snegirev2017@gmail.com*
*[2)] Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*
*[2)] Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

This research is focused on investigating photogalvanic effect (PGE) in strained graphen monolayer with only one active valley. The microscopic theory of PGE was developed using Bolzmann kinetic equation. We have calculated three contributions to the current: a contribution that depends only on the intensity of incident light, as well as contributions arising from the action of linear and circular polarization of light.

***Keywords:*** photogalvanic effect; graphene; dirac cones; uniaxial deformation.

## Введение

Фотогальванический эффект (ФГЭ) – это явление, при котором в образце возникает постоянный ток при его облучении переменным электрическим полем. Этот эффект является эффектом второго порядка по электрическому полю и описывается тензором третьего ранга, поэтому из соображений симметрии ФГЭ может возникать только в средах без центра симметрии. Монослойный графен обладает инверсионной симметрией, поэтому при освещении монохроматическим светом ФГЭ в нем возникать не может.

Однако в недавних работах было показано, что асимметрию, необходимую для ФГЭ, можно создать с помощью внешнего возбуждения, например, путем облучения двумя пучками циркулярно поляризованного света с разными частотами и противоположными поляризациями. Это эффективно понижает симметрию $C_{6h}$ до $D_{3h}$ и позволяет достичь селективного возбуждения только одной долины в графене [1, 2].

Кроме того, известно, что одноосная деформация вызывает наклон конусов Дирака в графене, причем знак наклона противоположен в K и -K-долинах [3].

Мы будем рассматривать процесс двойного облучения с иерархией времен $\tau_0 \ll \tau_\varepsilon \ll \tau_R$, где $\tau_0$ – время релаксации импульса, $\tau_\varepsilon$ – время релаксации энергии и $\tau_R$ – время межзонной рекомбинации. Прежде всего, световым импульсом с межзонной энергией генерируются высокоэнергетические носители заряда, затем эти носители будут претерпевать быструю релаксацию по импульсу и медленную по энергии и эффективно формировать ферми-газ на временном масштабе $t \ll \tau_R$. Мы рассчитаем фототок, возникающий в этой квазиравновесной системе при внутризонном облучении.

## 1. Метод расчета

В данной работе использовался формализм кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + eE\frac{\partial f_p}{\partial p} = Q[f_p] \tag{1}$$

где $f_p$ – функция распределения носителей заряда, $Q[f_{\boldsymbol{p}}]$ – интеграл упругих столкновений с примесями, в котором учтен наклон спектра. Он имеет следующий вид:

$$Q[f_p] = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{p'}|V_{pp'}|^2\frac{1+\cos(\phi-\phi')}{2}\left(f_{\boldsymbol{p}'}e^{in\phi'} - f_{\boldsymbol{p}}e^{in\phi}\right)\delta\left(\varepsilon_{\boldsymbol{p}} - \varepsilon_{\boldsymbol{p}'}\right) \tag{2}$$

здесь $\varepsilon_p = \eta v_0 p_x \pm v_F|p|$ – энергия носителя заряда в зависимости от импульса, $v_F$ – скорость ферми, $v_0$ – парамерт наклона дираковского конуса, $\eta$ – индекс долины, равный +1 в K-долине и -1 в -K-долине. В отличие от изотропного линейного спектра, наклон дираковского конуса приводит к тому, что интеграл столкновений может смешивать различные гармоники функции распределения:

$$Q[f(p)] = -\frac{v_0}{v_F}\frac{1}{2\tau_0(p)}\cos(\phi)\,p\frac{\partial f(p)}{\partial p} \tag{3}$$

$$Q[f(p)\cos(\phi)] = -\frac{f(p)\cos(\phi)}{\tau_{1\omega}} - \\ -\frac{v_0}{v_F}\frac{1}{4\tau_0(p)}\left[(-3+\cos(2\phi))f(p) + (-1+\cos(2\phi))p\frac{\partial f(p)}{\partial p}\right] \tag{4}$$

$$Q[f(p)\cos(2\phi)] = -\frac{f(p)\cos(2\phi)}{\tau_{2\omega}} + \\ +\frac{v_0}{v_F}\frac{1}{4\tau_0(p)}\left[2\cos(\phi)\,f(p) + \cos(\phi)\,p\frac{\partial f(p)}{\partial p}\right] \tag{5}$$

Здесь $\frac{1}{\tau_{n\omega}(p)} = \frac{1}{\tau_n(p)} + i\omega$ – зависящее от частоты внешнего поля эффективное время релаксации импульса.

Решая кинетическое уравнение методом итераций до второго порядка по электрическому полю, получим вклад в функцию распределения $f^{(2)}(\boldsymbol{p})$, не зависящий от времени, а подставив её в формулу:

$$j^{PGE} = e\sum_{p} v(p) f^{(2)}(p), \qquad (6)$$

получим искомый фототок.

## 2. Результаты

В результате решения кинетического уравнения, получим три вклада в фототок, пропорциональные различным поляризациям падающего излучения. Они имеют довольно сложную функциональную зависимость, и для удобства представлены на графике:

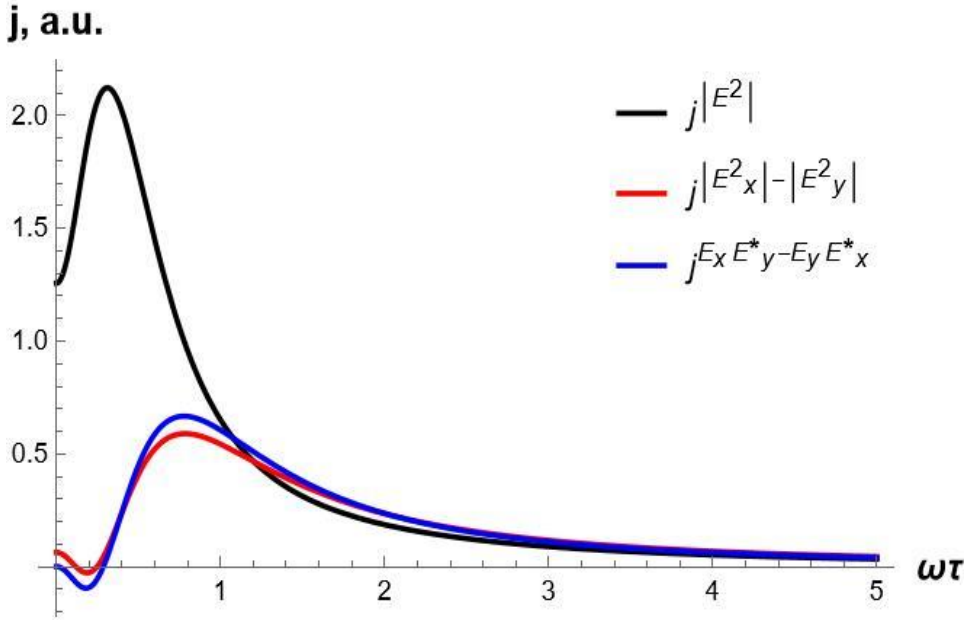



*Рис.1*. Зависимость фототока от частоты при $\tau_\varepsilon/\tau_p = 5$. Верхний индекс у токов указывает на поляризацию поля, которой они пропорциональны

Таким образом, при облучении напряженного графена возникает три вклада в фототок, обусловленных различными поляризациями падающего света. Результаты данной работы могут быть полезны для понимания физики графена, а также при проектировании оптоэлектронных приборов на его основе.

## Библиографические ссылки


1. Light-induced valleytronics in pristine graphene / M. S. Mrudul [et al.] // Optica 2021. 8.3. P. 422–427.
2. *Ikeda Yuya*. Photocurrent induced by a bicircular light drive in centrosymmetric systems / Yuya Ikeda, Sota Kitamura, Takahiro Morimoto // Physical review letters. 2023. 131.9. P. 096301.
3. *Goerbig M. O.* Electronic properties of graphene in a strong magnetic field // Reviews of Modern Physics. 2011. 83.4. P. 1193–1243.

# Моделирование выходных характеристик гетероструктурных приборов с использованием графена и его модификаций

**В. Н. Мищенко**

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь,*
*e-mail: mishchenko@bsuir.by*

С использованием метода Монте-Карло выполнено моделирование выходных характеристик гетероструктурных приборов, содержащих графен и его модификации. Получены основные характеристики таких приборов – зависимости выходного тока стока, коэффициента усиления от величины постоянного напряжения на затворе. Показана перспективность использования гетероструктурных приборов с использованием графена в конструкциях полупроводниковых приборов и устройств высокочастотных диапазонов.

***Ключевые слова:*** графен; водород; фтор; метод Монте-Карло; гетероструктурный прибор.

# Modeling of output characteristics of heterostructure devices using graphene and its modifications

**V. N. Mishchanka**

*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus,*
*e-mail: mishchenko@bsuir.by*

Using the Monte Carlo method, the simulation of the output characteristics of heterostructure devices using graphene and its modifications was performed. The main characteristics of such devices were obtained - the dependences of the output drain current, the gain on the value of the constant voltage on the gate. The prospects of using heterostructure devices using graphene in the designs of high-frequency semiconductor devices are shown.

***Key words:*** graphene; hydrogen; fluorine; Monte Carlo method; heterostructure device.

## Введение

Исследования, выполненные в последние годы, показали, что графен, представляющий собой двухмерный слой углерода, обладает совокупностью ряда уникальных свойств и характеристик, например, большой механической жёсткостью и рекордно большой теплопроводностью. Но одно из свойств графена – высокая подвижность носителей заряда, которая является одной из самой высокой среди всех известных материалов, делает его перспективным материалом для использования в наноэлектронике и прогнозирует в будущем возможную замену более изученных и популярных материалов в интегральных микросхемах [1, 2]. Однако для реализации уникальных свойств графена в электронике необходимо разработка и исследование новых гетероструктурных приборов на основе графена и его модификаций с использованием атомов водорода, фтора и других элементов.

## 1. Метод и особенности моделирования характеристик графена и его модификаций, входящих в состав гетероструктурных приборов

Моделирование из первых принципов графена и его модификаций, входящих в состав гетероструктурных приборов, было выполнено с помощью программных комплексов Quantum Espresso [3] и EPW [4]. Использовались параметризация Perdew-Burke-Ernzerhof (PBE), обобщенное градиентное приближение вида GGA. Были применены следующие параметры моделирования: энергия отсечки волновой функции составляла величину 50 Ry (1 Ry ≈ 13,605 эВ), энергия отсечки плотности заряда и потенциалов – 200 Ry, зона Бриллюэна была представлена с помощью сетки Монкхорста-Пака размером $12 \times 12 \times 1$. Для устранения возможных паразитных осцилляций энергии при выполнении моделирования к рассматриваемой структуре сверху добавлялся слой вакуума толщиной 20 Å (1 Å = $1 \cdot 10^{-10}$ м). Первоначально с использованием программного комплекса Quantum Espresso были выполнены итерационные процедуры, целью которых было определение параметров элемен-тарной ячейки, использованной для описания исследуемой структуры. В процессе моделирования были уточнены координаты атомов углерода, водорода и фтора, значения постоянной кристаллов и ряд других параметров с помощью подпрограмм vc-relax.x и vc.x, входящих в программный комплекс “Quantum Espresso”. Этап исследований, связанный с самосогласованным и не самосогласованным моделированием с применением подпрограмм scf.x и nscf.x, позволил получить зонную диаграмму исследуемого соединения. С помощью программного комплекса EPW были получены зависимости интенсивностей рассеивания носителей заряда для графена и его модификаций с использованием атомов водорода и фтора – C2H2 или C2F2 [5, 6], которые далее были использованы в программе моделирования выходных характеристик исследованного гетероструктурного прибора.

## 2. Моделирование выходных характеристик гетероструктурных приборов с использованием графена и его модификаций

Для анализа гетероструктурного прибора, который включал в себя области графена и его модификаций с использованием атомов водорода или фтора, была разработана программа, в которой использовался метод Монте-Карло. Рассматри-вались следующие основные механизмы рассеивания носителей заряда в графене и его модификациях с использованием атомов водорода и фтора – C2H2 или C2F2: на оптических фононах, на примесях, на акустических фононах и электронно-электронное рассеивание [5, 6]. Путем моделирования получены основные выходные характеристики – зависимости выходного тока стока от величины постоянного напряжения на затворе, которые позволяют получить зависимости коэффициента усиления исследуемой гетероструктуры. Моделирование выполнялось для значения температуры $T$ = 300 К, концентрации электронов в слоях графена и GaAs равном $1 \times 10^{16}$ см$^{-3}$.

Исследованная полупроводниковая структура представлена на рис. 1. На рисунке показаны следующие элементы конструкции: 1 – слой графена, 2 – слой диэлектрика из двуокиси кремния, 3 – затвор, 4 – сток, 5 – слой графена, 6 – подложка из материала GaAs, 7 – область модифицированного графена (гидрированного или

фторированного графена – материалы C2H2 или C2F2, соответственно). Общая длина структуры, обозначенная как параметр DX, принималась равной $1\times10^{-6}$ м, длина затвора, обозначенная как параметр DZ, – равной $0{,}2\times10^{-6}$ м. Общая ширина структуры (этот параметр не показан на рис. 1.) составила величину $8\times10^{-6}$ м. Величины параметров DY (высота структуры) и DG (толщина слоя графена) принималась равными $1\times10^{-8}$ м и $0{,}34\times10^{-9}$ м, соответственно. Величины параметров DA и DB, которые характеризуют длину контактных областей истока и стока, принимались равными $0{,}2\times10^{-6}$ м. Величины конструктивных параметров $L_0$ и $L$, показанных на рис. 1, равнялись $0{,}2\times10^{-6}$ м и $1{,}0\times10^{-8}$ м, соответственно.

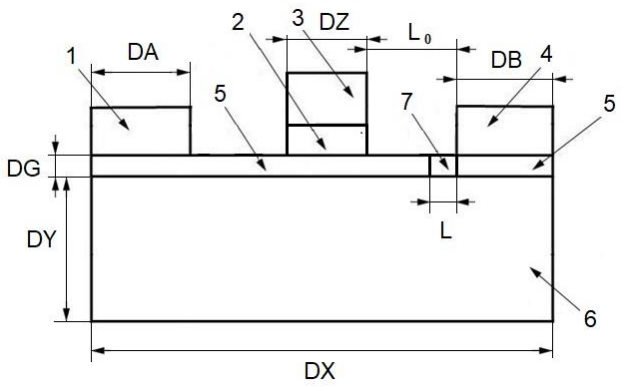



*Рис. 1.* Структура гетероструктурного прибора, содержащего области графен и его модификации C2H2 (C2F2)

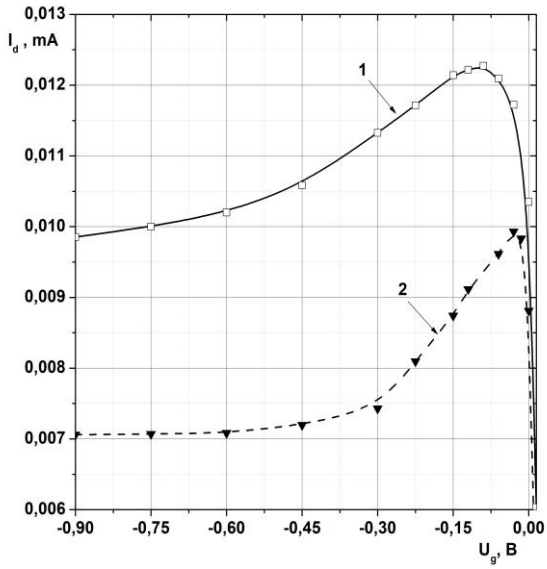



*Рис. 2.* Зависимости выходного тока стока от величины постоянного напряжения на затворе

На рис. 2 показаны полученные в результате моделирования зависимости выходного тока стока гетероструктурного прибора от величины постоянного напряжения на затворе. Кривая 1 получены для конструкции, представленной на рис. 1, которая содержит область графена (элемент 5) и его модификации с использованием атомов водорода (элемент 7). При этом толщина слоя двуокиси кремния (элемент 2 на рис. 1) составляла величину $10\times10^{-9}$ м. Кривая 2 получена для обычной конструкции, представленной на рис. 1, но при отсутствии областей из материалов графен (элемент 5 на рис. 1), и гидрированный или фторированный графен (элемент 7 на рис. 1). Кривые 1 и 2 на рис. 2 получены при одинаковом напряжении на стоке,равном 0,9 В, а напряжение на затворе изменялось в диапазоне значений от – 0,9 В до 0,05 В. Общие конструктивные размеры структуры и ряд других параметров, не отмеченных на рис. 1, при расчете кривых 1 и 2, показанных на рис. 2, не менялись. Исследования показали, что замена материала C2H2 на C2F2 при вы-

бранном значении параметра $L$ не приводит к существенному изменению величины выходного тока стока, и на рис. 2 эта замена не показана в виде дополнительной кривой. Использование рассмотренной конструкции гетероструктурного прибора позволяет получить максимальное значение коэффициента усиления по напряжению. равное приблизительно 32,8 дБ при выборе напряжения на затворе. равного 0,05 В.

Анализ кривых 1 – 2, представленных на рис. 2, и других расчетных данных показывает, что выходной ток гетероструктурного прибора, который содержит области графена и его модификации с использованием атомов водорода и фтора, имеет большую величину по сравнению с конструкцией, которая не имеет графена и гидрированного или фторированного графена. При этом обеспечиваются более высокие значения крутизны выходной характеристики и коэффициента усиления по напряжению.

## Заключение

Установлено, что применение графена и его модификаций с использованием атомов водорода или фтора позволяет получить более высокие значения выходного тока гетероструктурного прибора (приблизительно, на 30–50 %), а также высокие значения крутизны выходной характеристики и коэффициента усиления в сравнении с аналогичной структурой, которая не использует графен и его модификации. Эти обстоятельства, учитывая высокую подвижность и скорость носителей заряда в слое графена, должны обеспечить хорошие выходные характеристики и широкий частотный диапазон работы разрабатываемых с использованием графена и его модификаций новых функциональных приборов и устройств.

## Библиографические ссылки


1. Electric field effect in atomically thin carbon film / K. S Novoselov [et al.] //Science. 2004. V. 306. P. 666–669.
2. Control of Graphene's Properties by Reversible Hydrogenation: Evidence for Graphane / D. C. Elias [et al.] // Science, 2009. Vol. 323. P. 610–616.
3. QUANTUM ESPRESSO: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials / P. Giannozzi [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. V. 21. P. 395502.
4. *Poncé S.* EPW: electron–phonon coupling, transport and superconducting properties using maximally localized Wannier functions / S. Poncé, E. R. Margine, C. Verdi // Computer Physics Communications. 2016. Vol. 209. P. 116–133.
5. *Mishchanka V. N.* First-principles modeling of the properties of graphene modified with fluorine atoms. Doklady BGUIR. 2023. Vol. 21**,** iss. 4. P. 71–75.
6. *Murav'ev V. V., Mishchanka V. N.* Ab-initio simulation of hydrogenated graphene properties. // Doklady BGUIR. 2021. Vol, 19, iss. 8. P. 5–9.

# Моделирование эффекта ослабления паразитного туннелировавания электронов в элементах флеш-памяти с глубоким стоком

**О. Г. Жевняк**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: zhevnyakog@mail.ru*

На основе моделирования методом Монте Карло рассчитаны зависимости величины паразитного туннельного тока электронов вдоль проводящего канала элементов флеш-памяти для МОП-транзисторов с плавающим затвором с разной глубиной залегания стока. Показано, что для глубоких 100 нм стоков по сравнению с мелкими 10 нм стоками отношение этой величины к величине тока стока уменьшается в полтора-два раза. Это обусловлено резким уменьшением концентрации электронов у границы $Si/SiO_2$, в транзисторах с глубоким стоком.

***Ключевые слова:*** МОП-транзистор; флеш-память; туннелирование электронов; дрейфовый ток.

# Simulation of supression of electron parasitic tunneling in flash-memory cells with deep drain

**O. G. Zhevnyak**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: zhevnyakog@mail.ru*

By Monte Carlo simulation the dependencies of parasitic electron tunneling current value along the channel in flash-memory cells on basis of short channel MOSFET with floating gate as well as drain with various depth are calculated. It is shown that the value of parasitic tunnel current in transistor with deep drain decreases by 2 times in comparison with one having shallow drain. It is connected with the significant decreasing of electron concentration at the surface region of flash-memory cell for transistors with deep drain.

***Keywords:*** MOSFET; flash-memory; electron tunneling; drift current.

## Введение

С уменьшением размеров элементов флеш-памяти неизбежно повышается вероятность появления в них паразитных токов недопустимой величины, которые могут привести к искажению хранящихся в них битов информации. В качестве элементов флеш-памяти используется короткоканальный МОП-транзистор с плавающим затвором, и ослабление процесса паразитного туннелирования в них является актуальной задачей для проектирования перспективных конструкций такого рода транзисторов [1, 2].

Паразитное (спонтанное) туннелирование электронов на плавающий затвор транзистора могут осуществлять электроны, находящиеся у поверхности раздела $Si/SiO_2$ непосредственно у туннельного оксида, при условии достижения ими энергий от 0.2–0.3 эВ и выше [3] (вероятность туннелирования при энергиях меньше 0.2 эВ ничтожно мала – меньше $10^{-20}$). Чем больше электронов с высокими энергиями находится у туннельного оксида, тем выше паразитный ток. Таким образом, двумя факторами, определяющими паразитное туннелирование, является концентрация электронов $N_{el}$ у поверхности раздела $Si/SiO_2$ и их энергия $E$.

В настоящей работе была поставлена цель с помощью кинетического моделирования переноса электронов в канале МОП-транзистора с плавающим затвором методом Монте-Карло оценить влияние глубины залегания истоковой и стоковой областей этого транзистора на величину плотности паразитного тока электронов на плавающий затвор и, прежде всего, на величины $N_{\text{el}}$ и $E$.

## 1. Описание модели

На рис. 1 приведена геометрическая схема конструкции моделируемого элемента флеш-памяти.

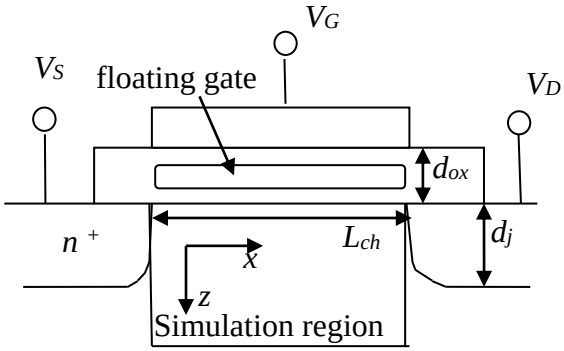



*Рис. 1.* Конструктивно-технологические параметры моделируемого элемента флеш-памяти: $L_{ch}$ = 0.15 мкм, $d_{ox}$ = 7 нм, $N_Д = 10^{26}$ м$^{-3}$, $N_A = 10^{24}$ м$^{-3}$, $V_G = V_D$ = 2 В, $V_S$ = 0 В

При исследовании влияния глубины залегания истока и стока $d_j$ на процесс паразитного туннелирования мы должны рассмотреть, как оно влияет на величины $J_{\text{тун}}$, $N_{\text{el}}$ и $E$.

Алгоритмы моделирования с помощью метода Монте-Карло паразитного туннельного тока для рассматриваемого на рис. 1 транзистора с плавающим затвором описаны в наших работах [3, 4]. Процедуры самосогласованного решения уравнений Пуассона и Больцмана, позволяющие рассчитать изменения по области моделирования величин средней энергии электронов и плотности дрейфового тока, рассмотрены в монографии [5]. Мы моделировали три транзистора с глубиной залегания областей истока и стока $d_j$, равными 10 нм (мелкий сток), 50 нм (глубокий сток) и 100 нм (сверхглубокий сток).

## Результаты моделирования и их обсуждение

На рис. 2–4 приведены полученные нами в результате моделирования зависимости отношения плотности туннельного тока электронов к плотности дрейфового тока у поверхности $Si/SiO_2$, концентрации электронов у этой поверхности и среднего значения энергии электронов вдоль проводящего канала для элементов флеш-памяти с тремя разными значениями глубины залегания истоковой и стоковой областей. На всех представленных ниже рисунках непрерывные кривые соответствуют транзистору с $d_j$ = 10 нм, штриховые – $d_j$ = 50 нм и пунктирные – $d_j$ = 100 нм.

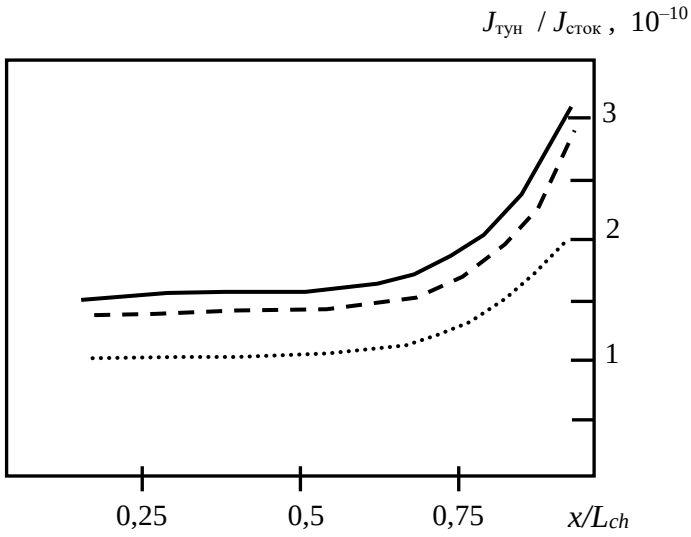



*Рис. 2.* Отношение плотности туннельного паразитного тока к плотности тока стока вдоль проводящего канала моделируемого элемента флеш-памяти

На рис. 2 приведено изменение вдоль проводящего канала от истока ($x/L_{ch} = 0$) к стоку ($x/L_{ch} = 1$) отношения плотности туннельного тока к дрейфовому у поверхности раздела $Si/SiO_2$. Видно, что в транзисторах с глубокими стоками это отношение меньше. Также из рис. 2 следует, что вблизи стока величина $J_{тун} / J_{сток}$ для всех трёх рассматриваемых элементов флеш-памяти увеличивается в два раза по сравнению с областью в начале проводящего канала. Такое поведение легко объясняется ростом энергии электронов в направлении стока, как демонстрируют кривые на рис. 3. Однако, как можно видеть, энергия возрастает приблизительно в три раза, а, учитывая, что вероятность паразитного туннелирования имеет сложную экспоненциальную зависимость от энергии электронов ([3]), на рис. 2 следовало бы ожидать куда более сильного роста относительной величины паразитного туннельного тока в направлении стока. Причина такого невысокого роста объясняется поведением кривых на рис. 4. Одновременно с ростом энергии электронов вдоль канала наблюдается существенное уменьшение количества электронов у поверхности раздела $Si/SiO_2$. И, как легко видеть, в транзисторах с глубокими стоками это уменьшение гораздо более значительное – к примеру, у транзистора с $d_j = 10$ нм концентрация уменьшается в 4 раза, тогда как у транзистора с $d_j = 100$ нм в 15 раз.

Глубина залегания стока на величину средней энергии также оказывает влияние, но очень незначительное, что следует из рис. 3. Поэтому главным фактором, приводящим к ослаблению паразитного туннелирования в элементах флеш-памяти с глубоким стоком по сравнению с элементами с мелким стоком, является увод электронов с приповерхностных областей транзистора с плавающим затвором в глубь подложки. То есть, в транзисторах с глубоким стоком электроны в значительной мере дрейфуют от истока к стоку не у поверхности $Si/SiO_2$, а в некотором удалении от неё, что и приводит к заметному подавлению процесса паразитного туннелирования.

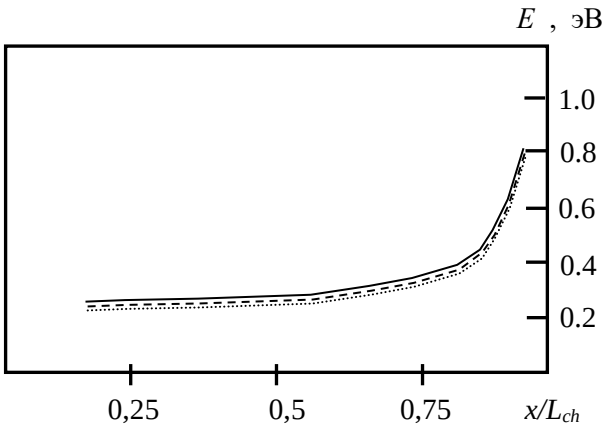



*Рис. 3.* Изменение среднего значения энергии
вдоль проводящего канала моделируемого элемента флеш-памяти

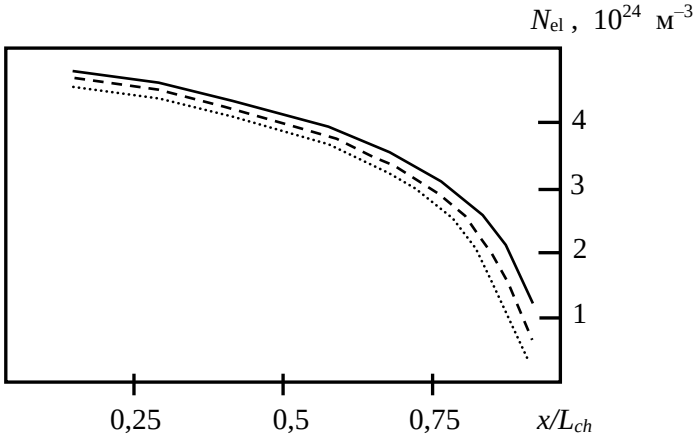



*Рис. 4.* Изменение значения концентрации электронов у поверхности раздела $Si/SiO_2$ вдоль проводящего канала моделируемого элемента флеш-памяти

## Заключение

Таким образом, в настоящей работе путем численного моделирования процесса туннелирования электронов на плавающий затвор элементов флеш-памяти, изучено влияние глубины залегания стока на величину паразитного туннельного тока. Показано, что в МОП-транзисторах с плавающим затвором, являющихся основой этих элементов, в случае глубоких стоков наблюдается заметное уменьшение величины паразитного туннельного тока.

### Библиографические ссылки

1. *De Salvo B.* Silicon Non-Volatile Memories: paths of innovation. London: Wiley-ISTE Ltd. 2009. 256 p.
2. *Kang Y. H.* A simple flash memory cell model for transient circuit simulation // IEEE Trans. Electron Device Lett. 2005. Vol. 26, No. 8. P. 563–565.
3. *Жевняк О. Г.* Моделирование туннельного тока в элементах флеш-памяти // Международный научно-исследовательский журнал. 2015. Вып. 9., Ч. 3. С. 49–53.
4. *Жевняк О. Г.* Моделирование влияния глубины залегания стока на паразитные туннельные токи в элементах флеш-памяти / О. Г. Жевняк, В. М. Борздов, А. В. Борздов // Евразийский Союз ученых. Серия: техн. и физ.-мат. науки. 2021. Том. 1, № 12. С. 58–61.
5. Моделирование методом Монте-Карло приборных структур интегральной электроники / В. М. Борздов [и др.], Минск : БГУ. 2007. 175 с.

# Влияние шероховатостей поверхности на дрейфовую скорость электронов в транзисторной структуре с одномерным проводящим каналом

**А. В. Борздов, В. М. Борздов, Д. В. Поздняков**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: borzdov@bsu.by*

Исследуется влияние шероховатостей поверхности на дрейфовую скорость электронов в транзисторной структуре с одномерным проводящим каналом на основе GaAs-квантовой проволоки. Перенос электронов моделируется многочастичным методом Монте-Карло. Показана возможность периодического изменения величины дрейфовой скорости электронов в такой структуре под действием переменного затворного напряжения, а также генерации электрических колебаний с удвоенной частотой относительно частоты затворного напряжения.

***Ключевые слова:*** GaAs; квантовая проволока; метод Монте-Карло.

# The influence of surface roughness on the drift velocity of electrons in a transistor structure with a one-dimensional conducting channel

**A. V. Borzdov, V. M. Borzdov, D. V. Pozdnyakov**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: borzdov@bsu.by*

The effect of surface roughness on the electron drift velocity in a transistor structure with a one-dimensional conducting channel based on a GaAs quantum wire is investigated. Electron transport is simulated using the ensemble Monte Carlo method. The possibility of periodically varying the electron drift velocity in such a structure under the effect of an alternating gate voltage, as well as the possibility of generating electrical oscillations with a frequency double that of the gate voltage, is demonstrated.

***Keywords:*** GaAs; quantum wire; Monte Carlo method.

## Введение

Исследование процессов переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах с одномерными каналами является весьма актуальной задачей, что обусловлено непрерывным уменьшением размеров элементов интегральных микросхем [1]. Многочастичный метод Монте-Карло позволяет моделировать как процессы стационарного переноса носителей заряда в системах с низкоразмерным электронным газом, так и переходные процессы, а также процессы переноса, происходящие при воздействии периодических внешних электрических полей [2]. В настоящей работе рассматривается транзисторная структура с двумя затворами, проводящим каналом которой является тонкая GaAs-квантовая проволока в матрице барьерного слоя AlAs. Исследуется влияние шероховатостей границы раздела GaAs/AlAs на дрейфовую скорость электронов в структуре при подаче переменного гармонического напряжения на затворы.

**Модель и результаты расчетов**

Поперечное сечение рассматриваемой транзисторной структуры представлено на рис. 1. Размеры проволоки, использованные при моделировании, следующие: $L$ = 10 нм, $W$ = 5 нм, $d$ = 5 нм. Температура кристаллической решетки равна 300 К.

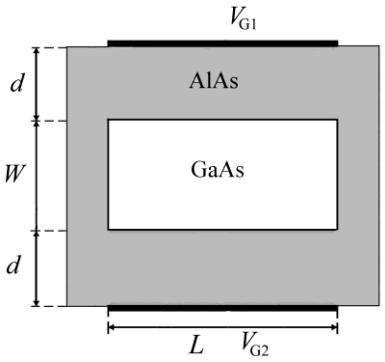



*Рис. 1.* Поперечное сечение моделируемой квантовой проволоки

Перенос электронов моделируется в условиях электрического квантового предела с учетом только основного квантового состояния. Волновая функция для основного квантового состояния находится путем численного решения двумерного уравнения Шредингера. Рассмотрен случай бесконечно малой концентрации электронов в канале квантовой проволоки. В рамках модельного приближения считается, что действие затворного напряжения сводится только к созданию поперечного электрического поля в структуре и не влияет на концентрацию электронов в канале. Также предполагается, что дрейфовая скорость устанавливается мгновенно при изменении напряжения на затворах.

Помимо рассеяния на шероховатостях границ раздела GaAs и AlAs, процедура моделирования переноса электронов включает процессы рассеяния на локализованных модах полярных оптических и акустических фононов. Интенсивности рассеяния электронов рассчитываются с учетом столкновительного уширения [1, 3]. В работе [3] было показано, что шероховатости поверхности оказывают существенное влияние на величину дрейфовой скорости электронов в тонкой GaAs-квантовой проволоке. При этом интенсивность рассеяния электронов на шероховатостях границы раздела GaAs/AlAs заметным образом зависит от величины напряженности поперечного электрического поля. Этот факт можно использовать для модуляции дрейфовой скорости электронов с помощью переменного смещения, подаваемого на один из затворов относительно второго.

На рис. 2 представлена рассчитанная зависимость дрейфовой скорости электронов в транзисторной структуре от времени для случая, когда на один из затворов подается напряжение относительно второго, которое изменяется во времени по гармоническому закону: $U = U_0 \sin\varphi$, где $U_0$ – амплитуда смещения, в нашем случае равная 1 В. Аргумент определяется как $\varphi = 2\pi t/T$, где $t$ – текущее время, $T$ – период модулирующего сигнала на затворе. Параметры шероховатостей границы раздела GaAs/AlAs следующие: длина корреляции шероховатостей $\Lambda$ = 6 нм, амплитуда

шероховатостей Δ = 0,5 нм [3]. Напряженность постоянного продольного электрического поля составляет $10^4$ В/м.

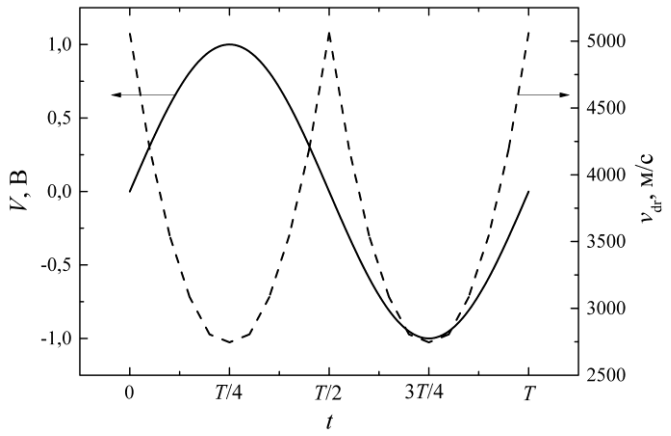



*Рис. 2.* Зависимость дрейфовой скорости электронов в квантовой проволоке от времени

Как видно из рис. 2, величина модуляции дрейфовой скорости электронов по отношению к ее максимальному значению при изменении затворного напряжения от 0 до 1 В составляет более 20 % при выбранных параметрах шероховатостей. При этом период осцилляций дрейфовой скорости оказывается в два раза меньшим периода переменного затворного напряжения. Таким образом, учитывая тот факт, что величина тока в структуре пропорциональна величине дрейфовой скорости электронов, данный эффект можно использовать для двукратного умножения частоты электрических колебаний в структуре по отношению к частоте переменного затворного напряжения.

## Заключение

Многочастичным методом Монте-Карло проведено моделирование зависимости дрейфовой скорости электронов в канале транзисторной структуры на основе тонкой нелегированной GaAs-квантовой проволоки при действии затворного напряжения, изменяющегося по гармоническому закону. Показана возможность модуляции дрейфовой скорости электронов затворным напряжением, которая обусловлена достаточно сильной зависимостью интенсивности рассеяния электронов на шероховатостях границы раздела GaAs и AlAs от приложенного напряжения, а также возможность генерации электрических колебаний в такой структуре с удвоенной частотой по отношению к частоте переменного затворного напряжения.

## Библиографические ссылки

1. *Поздняков Д. В., Борздов В. М.* Моделирование электрофизических свойств приборных структур с одномерным электронным газом. Минск : БГУ, 2025.
2. Modelling of non-stationary electron transport in semiconductor nanowires and carbon nanotubes. / D. Pozdnyakov [et al.]. // Proc. SPIE. 2008. Vol. 7025. P. 70251S-1–9.
3. Моделирование влияния поперечного электрического поля на дрейфовую скорость электронов в GaAs квантовой проволоке / А. В. Борздов [и др.] // Микроэлектроника. 2010. Т. 39, № 6. С. 436–442.

# Оптическая неоднородность легированных кремниевых подложек

**А. В. Шилов[1)], Н. И. Стаськов[1)], А. Б. Сотский[1)], В. А. Пилипенко[2)], А. Н. Петлицкий[2)], С. А. Мельников[2)]**

*[1)] Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова, Могилев, Беларусь, e-mail: ni_staskov@mail.ru,*
*[2)] ГЦ «Белмикроанализ» научно-технического центра ОАО «Интеграл» - управляющая компания холдинга «Интеграл», Минск, Беларусь, e-mail: apetlitsky@integral.by*

В работе представлены результаты исследования оптических характеристик легированных кремниевых пластин КДБ-12 и КЭС-0.015 после быстрого термического отжига. На основе данных спектральной эллипсометрии и фотометрии определены ширина запрещённой зоны и энергия Урбаха. Установлено, что ширина запрещённой зоны для чистого кремния в обоих образцах одинакова, однако энергия Урбаха для КДБ-12 превышает значение для КЭС-0.015 из-за более высокой концентрации бора по сравнению с концентрацией сурьмы.

***Ключевые слова:*** кремниевые пластины, легированные бором, быстрый термический отжиг, спектральная эллипсометрия, фотометрия, ширина запрещённой зоны, энергия Урбаха.

# Optical inhomogeneity of doped silicon substrates

**A. V. Shilov[1)], N. I. Staskov[1)], A. B. Sotsky[1)], V. A. Pilipenko[2)], A. N. Petlitsky[2)], S. A. Melnikov[2)]**

*[1)]Mogilev State A. Kuleshov University, Mogilev, Belarus, e-mail: ni_staskov@mail.ru*
*[2)]Scientific Development of the «Belmicroanalysis». State Center of the JSC "INTEGRAL" – "INTEGRAL" Holding Managing, Minsk, Belarus, e-mail: apetlitsky@integral.by*

This paper presents the results of a study of the optical characteristics of doped KDB-12 and KES-0.015 silicon wafers after rapid thermal annealing. Using spectral ellipsometry and photometry, the band gap and Urbach energy were determined. It was found that the band gap for pure silicon is the same in both samples; however, the Urbach energy for KDB-12 exceeds that of KES-0.015 due to the higher boron concentration compared to the antimony concentration.

***Keywords:*** boron-doped silicon wafers, rapid thermal annealing, spectral ellipsometry, photometry, band gap, Urbach energy.

## Введение

Кремниевые пластины, легированные бором, используются в качестве подложек для нанесения планарных структур при создании элементов современной электроники. В связи с этим большое внимание уделяется развитию методов определения оптических характеристик пластин – ширины запрещенной зоны $E_g$ и энергии Урбаха $E_u$. Эти характеристики определяют методами спектрофотометрии и эллипсометрии по показателю поглощения $k(\lambda)$ и коэффициенту поглощения $\alpha(\lambda) = 4\pi 10^7 k(\lambda)\lambda^{-1}$ ($\alpha(\lambda)$ измеряется в см$^{-1}$). Один из таких способов основан на экстраполяции Тауца [1] экспериментальной функции

$$\left[\alpha(\lambda)E\right]^m \quad (1)$$

где $E$ – спектр энергии фотонов. Второй предусматривает экстраполяцию эмпирической зависимости $\ln\left[\alpha(E)\right]$ функцией [2] вида

$$f(E) = \ln\left[\alpha(1240/E_g)\exp\left[(E-E_g)/E_u\right]\right] . \quad (2)$$

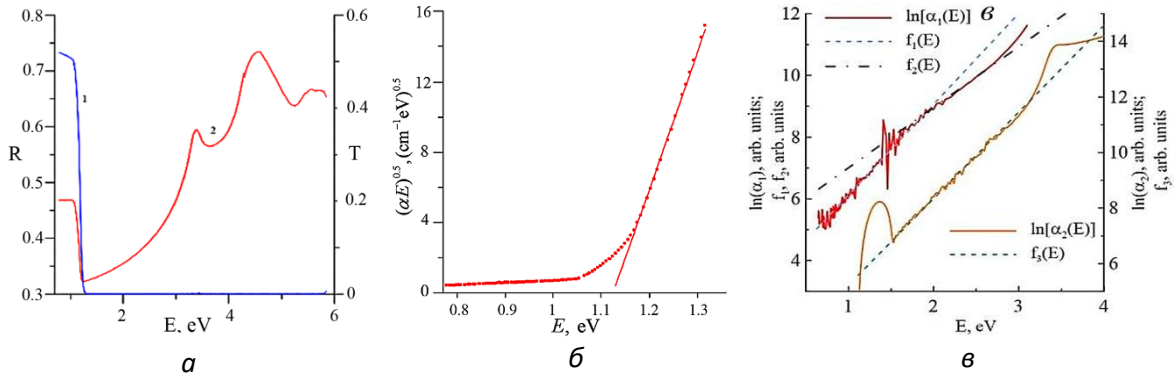
Параметр $m$ в (1) принимает значения 0.5, 2, 1.5 в зависимости от вида электронного перехода и обеспечивает линейный участок функции $B(E-E_g)$. Формула (2) получается из представления экспериментального коэффициента поглощения в виде $\alpha(E) = \alpha_0 \exp\left[E - E_g / E_u\right]$. Если измерения проводят на крае полосы собственного поглощения ($\lambda_g$) полупроводника, например, применяют спектрофотометрию пропускания, то для определения $E_g$ и $E_u$ используют упрощенные формулы $E_g = 1240\lambda_g^{-1}$ и $\alpha(E) = \alpha_0 \exp\left[E/E_u\right]$. Экстраполяция Тауца используется для определения $E_g$ аморфных и кристаллических полупроводников с совершенной структурой. Величина $E_u$ характеризует несовершенство кристаллической структуры полупроводника, которая происходит при внедрении трех- (бор, КДБ) или пяти- (сурьма, КЭС) валентного атома в решетку кремня. В данном сообщении обсуждаются оптические характеристики $E_g$ и $E_u$ для промышленных пластин КДБ-12 и КЭС-0.015.

## 1. Материалы и методы исследования

В качестве образцов использовались пластины кремния КДБ-12 ($N = 10^{15}$см$^{-3}$, $\rho = 1.2\ \Omega cm$) и КЭС-0.015 ориентации <100> диаметром 100 мм, полученные по методу Чохральского. Одну поверхность пластин подвергали механической обработке и в течение (3 ± 1) мин протравливали в растворе плавиковой кислоты. После этого на данных образцах проводилась БТО путем облучения световым импульсом с нерабочей (матированной) стороны пластины в течение 7 с в среде Ar при температуре отжига для пластин КДБ-12 1025 °С и для КЭС-0.015 при 1075 °С. В результате такой подготовки образцов информативность спектров эллипсометрических углов $\Delta(\lambda)$ и $\psi(\lambda)$ обеспечивает приповерхностный слой пластин толщиной порядка глубины проникновения света. Для измерений спектров пропускания и отражения обрабатывалась вторая матированная поверхность пластины КДБ-12 до толщины 0.047 мм. Установлено [3], что толщина поверхностного слоя диоксида кремния ($SiO_2$) на пластинах КДБ-12 и КЭС-0.015 после БТО ~1нм. Спектры $\Delta(\lambda)$ и $\psi(\lambda)$ пластин, подвергнутых БТО, измерялись на эллипсометре HORIBA UVISEL 2 при угле падения 70° в спектральной области от 200 нм до 2000 нм. На спектрофотометре PHOTON RT (EssentOptics, Belarus) измеряли их отражательные и пропускательные способности в поляризованном свете при угле падения 10° в спектральной области от 200 нм (6.2 эВ) до 1600 нм (0.78 эВ). Эта область включала полосу собственного поглощения полупроводника с точками сингулярности Ван Хова и область Урбаха, в которой содержатся переходы электронов на уровни бора и сурьмы.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1, *а* представлены экспериментальные спектры отражательных и пропускательных способностей пластины КДБ-12 для *s*-поляризованного света, измеренные при угле падения 10°. Край полос собственного поглощения полупроводника приходится на длину волны 1116 нм. Тогда $E_g = 1.11$ эВ. При $E \geq E_g$ начинается поглощение света. Это приводит к уменьшению пропускательной способности и увеличению отражательной способности пластины. Для более точного определения ширины запрещенной зоны по (1) использовали формулы для отражательных и пропускательных способностей из [4], с помощью которых рассчитывали спектры $k(\lambda)$, $n(\lambda)$ и $\alpha(\lambda)$. На рис. 1, *б* приведена функция Тауца для $m = 0.5$. В таком случае учитывается, что поглощение света приводит к непрямым электронным переходам из валентной зоны в зону проводимости и $E_g = 1.12$ эВ. Эта величина близка к вышеопределенной ширине запрещенной зоны.




*а* *б* *в*

*Рис. 1.* Пропускательные (1) и отражательные (2) способности пластины КДБ-12 (*а*); определение величины $E_g$ с помощью интерполяции Тауца (*б*); определение величин $E_g$ и $E_u$ с помощью функций (2) (*в*)

Мы предприняли попытку исключить [5] плоскопараллельные слои $SiO_2$ известной толщины ($d = 1.1$ nm) и с известным показателем преломления в алгоритме расчетов спектров $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ подложек КДБ-12 и КЭС-0.015, комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_s(\lambda)$, которых находится численно без использования какой-либо дисперсионной модели. Она является корнем уравнения $f(\varepsilon_s) = \tan\psi \exp(i\Delta)$ , На экспериментальной зависимости $\ln[\alpha_1(E)]$ (рис. 1, *в*) видны два линейных участка, интерполяция которых прямыми (2) на интервале $0.62$ эВ $\leq E \leq 1.88$ эВ позволяет получить $E_{g1} = 1.06$ эВ и $E_{u1} = 0.32$ эВ и на интервале $1.88$ эВ $\leq E \leq 2.8$ эВ интерполяция дает $E_{g2} = 1.98$ эВ и $E_{u2} = 0.51$ эВ. На этом рисунке приведены подобные расчеты для cSi, $k(\lambda)$ которого взято из [6], В данном случае край полосы поглощения приходится на $E = 1.06$ эВ и на зависимости $\ln[\alpha_2(E)]$ имеем один линейный участок, интерполяция которого прямой (2) дает $E_g = 1.04$ эВ и $E_u = 0.32$ эВ. Равенство в пределах погрешности (±0.01 эВ) ширины запрещенной зоны для cSi указывает на возможность использования функции (2) для определения оптических характеристик $E_g$ и $E_u$

полупроводников. Следует учесть, что спектрофотометрия пропускания дает информацию обо всей подложке, спектроэллипсометрия – о приповерхностном слое этой подложки. Возможно, наличие двух линейных участков на экспериментальной зависимости $\ln[\alpha(\lambda)]$ от $E$ вызвано тем, что под слоем $SiO_2$ находится неоднородный слой КДБ-12, в котором доля cSi в направлении к рабочей поверхности пластины изменяется [7].

На экспериментальной зависимости $\ln[\alpha(\lambda)]$ от $E$ (рис. 2) для КЭС-0.015 также можно выделить два линейных участка, которые можно интерполировать прямыми $f_1(E)$ и $f_2(E)$.

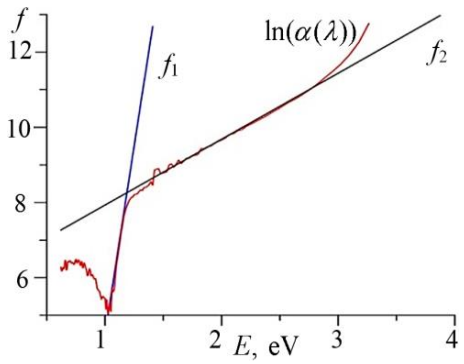
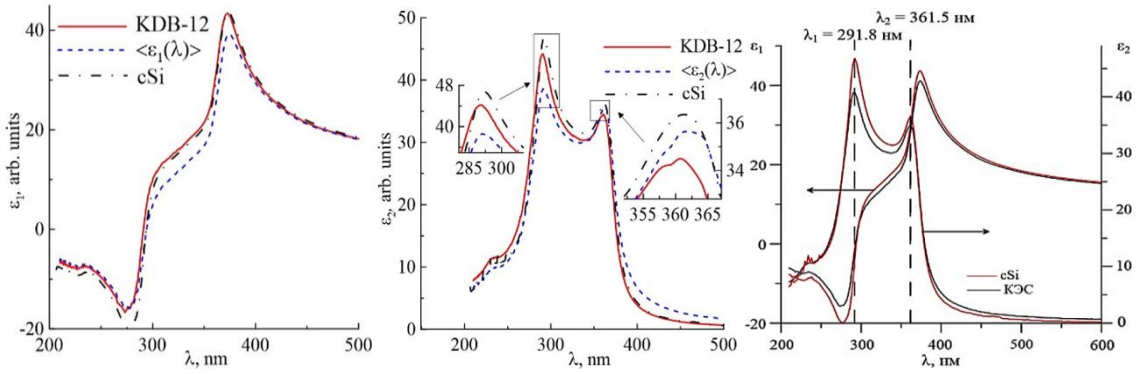



*Рис.2.* Определение ширины запрещенной зоны КЭС-0.015

Согласно рис. 2, первый линейный участок расположен на интервале $0.62\ \text{эВ} \le E \le 1.88\ \text{эВ}$ (длинноволновая область) $E_{g1} = 1.06$ эВ и $E_{u1} = 0.05$ эВ, а второй находится на интервале $1.88\ \text{эВ} \le E \le 2.8$ эВ (коротковолновая область) $E_{g2} = 1.51$ эВ и $E_{u2} = 0.52$ эВ. Величины $E_{g1}$ и $E_{u1}$ характеризуют чистый cSi, а величины $E_{g2}$ и $E_{u2}$ характеризуют КЭС-0.015. Край полосы поглощения для КЭС-0.015 приходится на длину волны 1116нм (1.11эВ) как и для КДБ-12. В то же время, ширина запрещенных зон для cSi в КДБ-12 и КЭС-0.015 одинаковая. Однако, энергия Урбаха для КДБ-12 большая, чем для КЭС-0.015. Это можно объяснить тем, что концентрация бора значительно больше концентрации сурьмы в одном и том полупроводнике. Это подтверждается неравенством величин $E_{g2}$ и равенством в пределах погрешности величин $E_{u2}$ для этих полупроводников. Уменьшение величины запрещенной зоны для прямых электронных переходов при легировании бором или сурьмой обусловлено расположением акцепторных или донорных уровней примеси в запрещенной зоне кремния около потолка этой зоны или ее дна.

На рис. 3 приведены спектры $\varepsilon_1(\lambda)$ и $\varepsilon_2(\lambda)$, рассчитанные по формуле $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_1(\lambda) - i\varepsilon_2(\lambda) = \left(n(\lambda) - ik(\lambda)\right)^2$, полупроводников cSi, КДБ-12 (*а, б*) и КЭС-0.015 (*в*). Как следует из рис.унка 3, максимумы функций $\varepsilon_2(\lambda)$ для КДБ-12 приходятся на длины волн 289.7 нм (4.28 эВ) и 360.5 нм (3.44 эВ), а для КЭС-0.015 эти максимумы приходятся на длины волн 291.8 нм (4.25 эВ) и 361.5 нм (3.43 эВ), соответствующие точкам сингулярности Ван Хова. Для cSi в области точек сингулярности Ван Хова соответствующие параметры равны $\lambda_1 = 291.8$ нм, $E_1 = 4{,}25$ эВ; $\lambda_2 = 361.4$ нм, $E_2 = 3.43$ эВ [8].




*а* *б* *в*

*Рис. 3.* Диэлектрические функции полупроводников cSi, КДБ-12 (*а, б*) и КЭС-0.015 (*в*)

## Заключение

Ширина запрещенных зон для cSi в КДБ-12 и КЭС-0.015 одинаковая. Уменьшение величины запрещенной зоны для прямых электронных переходов при легировании бором или сурьмой обусловлено расположением акцепторных или донорных уровней примеси в запрещенной зоне кремния около потолка этой зоны или ее дна. Из-за того, что концентрация бора значительно больше концентрации сурьмы в одном и том полупроводнике энергия Урбаха для КДБ-12 большая, чем для КЭС-0.015.

## Благодарности

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований РБ «1.15 Фотоника и электроника для инноваций»

## Библиографические ссылки

1. *Tauc J.* Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium / J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu / // Phys. Status Solidi B. 1966. Vol. 15. P. 627.
2. Upconversion Luminescence from Sol-Gel-Derived Erbium- and Ytterbium-Doped BaTiO3 Film Structures and the Target Form / N. V. Gaponenko [et al.] // Photonics. 2023. Vol. 10, № 4. P. 359.
3. Изменение оптических параметров кремния после быстрой термической обработки / В. М. Анищик [и др.] // Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2021. Т. 3, № 81. С. 81–85
4. Spectrophotometry of Layers on Plane Parallel Substrates / A. B. Sotsky [et al.] // Optics and Spectroscopy. 2020. Vol. 128. P. 1155–1166.
5. Эллипсометрия подложки с наноразмерным поверхностным слоем / Д. В. Понкратов [и др.], // Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-математических наук. 2025. Т. 61, № 2. С. 128–138.
6. *Palik E. D.* Handbook of Optical Constants of Solids. Orlando: Academic press, 1985.
7. Оптические характеристики легированных бором кремниевых пластин после быстрого термического отжига / Н. И. Стаськов [и др.] // Оптика и спектроскопия. 2025. Т. 133, № 8. С. 874–880.
8. *Fujiwara H.* Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications. Chichester: John Wiley & Sons, Ltd, 2007.

# Моделирование одиночного сбоя в 6-транзисторной SRAM-ячейке при высокоэнергетическом ионном облучении

**В. Н. Ювченко, С. А. Мискевич, Ф. Ф. Комаров**

*Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: yuvchenko@bsu.by*

Предложена модель одиночного сбоя в 6-транзисторной ячейке памяти SRAM при попадании в ее элемент высокоэнергетического иона. Рассчитана величина критического заряда, необходимого для наступления сбоя, и время наступления сбоя после пролета иона для ячеек, состоящих из 14 нм FinFET транзисторов и классических 350 нм МОП-транзисторов. Проанализирована вероятность наступления сбоя при попадании ионов различных масс и энергий в стоковую область *p*-МОП транзистора.

***Ключевые слова:*** моделирование; высокоэнергетические тяжелые ионы; ячейка памяти, МОП транзистор, одиночный сбой.

# Single-event upset simulation for 6-transistor SRAM cell irradiated with high energy ions

**V. N. Yuvchenko, S. A. Miskiewicz , F. F. Komarov**

*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: yuvchenko@bsu.by*

A single-event upset (SEU) model is proposed for a 6-transistor SRAM memory cell impacted by a high-energy ion. The critical charge required for the upset to occur and upset time after the ion's passage are calculated for the cells consisting of 14 nm FinFET transistors and planar 350 nm MOSFETs. The probability of SEU occurring when ions of various masses and energies hit the drain region of a *p*-MOS transistor is analyzed.

***Keywords:*** simulation; swift heavy ions; memory cell; MOSFET; single event upset.

## Введение

Одной из актуальных задач микроэлектроники является повышение радиационной стойкости как дискретных приборов, так и интегральных схем. Различные виды ионизирующих излучений – рентгеновские и гамма-кванты, потоки электронов и тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) – протонов, α-частиц и более тяжелых ионов – могут вызывать как устранимые, так и неустранимые сбои в электронных приборах, используемых в космических аппаратах, в оборудовании атомных станций и вблизи иных источников излучений. При пролете даже единичной ТЗЧ с энергией в десятки или сотни МэВ вдоль ее трека создается сверхвысокая плотность дополнительных носителей заряда, что может приводить к возникновению одиночных случайных эффектов (ОСЭ). Особенно важной проблема ОСЭ становится с переходом предприятий электронной промышленности на глубоко субмикронные проектные нормы.

Основными видами ОСЭ в МОП-транзисторах и интегральных схемах на их основе являются:

- пробой подзатворного диэлектрика (Single-Event Gate Rupture – SEGR);
- вторичный пробой, связанный с открытием паразитного биполярного транзистора (Single-Event Burnout – SEB) – относятся к неустранимым сбоям;
- возникновение переходных процессов в логических элементах (Single-Event Transient - SET);
- инверсия хранимой информации (Single-Event Upset - SEU) в ячейках памяти – относятся к исправимым отказам.

Математическое моделирование ОСЭ позволяет определить пороговые условия для их возникновения и выработать технологические и схемотехнические решения, минимизирующие эффект от воздействия ТЗЧ.

## 1. Модель одиночного сбоя

Рассматривалась типичная ячейка статической памяти с произвольным доступом (SRAM – static random access memory), изготовленная по КМОП-технологии, состоящая из двух перекрестно включенных инверторов и двух ключевых транзисторов для обеспечения доступа к ячейке. Принципиальная схема части 6-транзисторной ячейки памяти типа SRAM (без ключевых транзисторов) приведена на рис. 1.

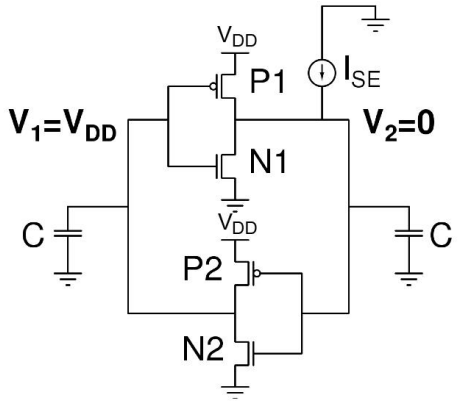



*Рис. 1.* Принципиальная схема части 6-транзисторной ячейки памяти. $I_{SE}$ – ток, создаваемый попаданием высокоэнергетического иона в *p*-МОП транзистор, находящийся в закрытом состоянии

Тяжелая заряженная частица (ТЗЧ) – протон или более тяжелый ион, попадая в активную область транзистора, создает импульс тока. Аналитическая аппроксимация формы этого импульса, рассчитанного, например, с использованием TCAD-моделирования, может проводиться с помощью двухэкспоненциальной модели (низкие ЛПЭ), двойной двухэкспоненциальной модели и модели с комбинацией двух функций ошибок (более высокие ЛПЭ) [1, 2]. Представим импульс тока как [1]:

$$I_{SE}(t) = \frac{Q}{t_D + k(\tau_a - \tau_b)} \left( erf\left(\sqrt{t/\tau_b}\right) - erf\left(\sqrt{t/\tau_a}\right) \right), \quad (1)$$

где $Q$ – общий заряд, собранный в активной области транзистора; $k$ вычислялось из условия

$$\int_0^{\infty} I_{SE}(t)dt = Q, \tag{2}$$

$\tau_a$ – константа времени спада импульса; $\tau_b$ – константа времени нарастания импульса; $t_D$ – время задержки начала импульса.

Для вычисления минимального заряда, необходимого для наступления одиночного сбоя, использовался метод пространства состояний динамической системы в приложении к ячейке SRAM [3]. Вектор состояний ячейки имеет 2 аттрактора: ($V_1$, $V_2$) = ($V_{DD}$, 0); ($V_1$, $V_2$) = (0, $V_{DD}$), где $V_{DD}$ – напряжение питания; граница областей аттракции определяется выражением $V_1 = V_2$. Если при внешнем воздействии вектор состояний пересекает эту границу, ячейка памяти меняет свое состояние. В противном случае она возвращается в оригинальное, невозмущенное состояние. Ответ ячейки памяти на внешнее возмущение рассматривается в 2 режимах: режим слабой связи и режим сильной обратной связи. Рассмотрим попадание ТЗЧ в активную область транзистора P1, находящегося в закрытом состоянии. Изначально ячейка оказывается в режиме слабой связи, описываемом системой уравнений

$$\begin{cases} V_1 = V_{DD} \\ \dfrac{dV_2}{dt} = -\dfrac{V_2(t)}{R_N C} + \dfrac{I_{SE}}{C}, \end{cases} \tag{3}$$

где $R_N$ – эффективное сопротивление между стоком и истоком во включенном состоянии транзистора; $C$ – входная емкость инвертора, которую принимаем равной емкости подзатворного диэлектрика транзистора.

Граничным условием для переключения между двумя режимами будет достижение напряжением $V_2$ порогового значения для транзистора N1: $V_{\text{thn}}$. Режим сильной обратной связи описывается уравнением

$$\frac{du}{dt} = -\frac{g_{mn}u(t)}{C} - \frac{Q}{C(\tau_a - \tau_b)}\left(e^{-t/\tau_a} - e^{-t/\tau_b}\right), \tag{4}$$

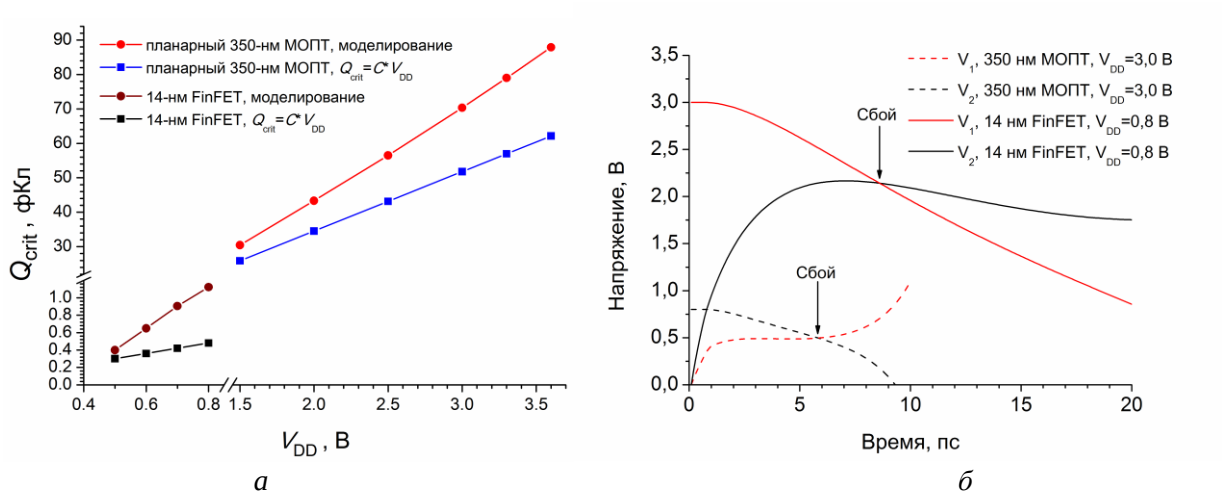
где $u(t) = V_1(t) - V_2(t)$; $g_{mn}$ – крутизна сток-затворной ВАХ транзистора.

Величина заряда $Q_{\text{crit}}$, необходимого для перехода в режим сильной обратной связи и возникновения сбоя, рассчитывалась итеративно, начиная с минимального значения $Q_{\min}$ с использованием аналитического решения ДУ из системы (3), полученного в [2] для предположения $\tau_b = 0$. Также определялось время перехода в режим сильной обратной связи $T_{WC}$. После этого уравнения (3) и (4) решались еще раз с ненулевым параметром $\tau_b$.

## 2. Результаты расчетов

Расчеты $Q_{crit}$ и времени наступления одиночного сбоя проводились в среде разработки MATLAB R2017b. Необходимые для расчета параметры для 14 нм FinFET транзисторов были взяты из [2], а для 350 нм МОП транзисторов рассчитаны на основании данных, приведенных в [4]. Для моделирования импульса тока использовались следующие значения: $\tau_a = 5 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_b = 5{,}5 \cdot 10^{-14}$ с, $t_D = 3\tau_b$.

На рис. 2 представлены результаты расчетов для ячейки памяти, схематически изображенной на рис. 1, при условии попадания иона в транзистор P1, находящийся в закрытом состоянии.




*а* *б*

*Рис. 2.* Результаты моделирования сбой типа SEU в ячейке памяти, состоящей из 6 транзисторов:
*а* – минимальный заряд $Q_{crit}$, вызывающий сбой;
*б* – изменение напряжений $V_1$ и $V_2$ после пролета иона, генерировавшего заряд $Q_{crit}$

Очевидно, что уменьшение линейных размеров транзисторов и напряжения питания при переходе от проектных норм 350 нм к 14 нм значительно увеличили уязвимость ячеек памяти к одиночным сбоям. Величина минимального заряда, вызывающего сбой, уменьшилась в ~77 раз. При этом рассчитанное время до наступления сбоя уменьшается не так значительно – с 8,6 пс до 5,8 пс для напряжения питания 3,0 В и 0,8 В, соответственно.

Отметим, что традиционным подходом для расчета величины критического заряда при моделировании радиационно-индуцированных сбоев является простое предположение, что $Q_{crit} = C \times V_{DD}$ [2]. Результаты моделирования показывают, что этот подход дает несколько заниженное значение $Q_{crit}$, особенно для 14 нм FinFET транзисторов, для которых получена разница в 2,34 раза при напряжении питания 0,8 В.

Интересным представлялось оценить, ионы с какими массами и энергиями могут генерировать в транзисторной структуре дополнительный заряд, близкий к критическому. Используя результаты расчетов кинетики генерации дополнительных носителей заряда в кремнии ионами Fe с энергией 435 МэВ и Kr с энергией 257 МэВ [5], полученные с использованием кода Монте-Карло TREKIS-3 [6, 7], общий генерируемый ионом Fe заряд полагаем равным 73,6 фКл, а генерируемый

ионом Kr – 141,5 фКл. Для этих значений, при тех же временных параметрах импульса тока, одиночный сбой при попадании иона Fe в активную область 350 нм *p*-МОП транзистора должен наблюдаться только при напряжении питания 3,0 В и менее, как показано на рис. 3, а для иона Kr – при всех рассмотренных напря-жениях питания.

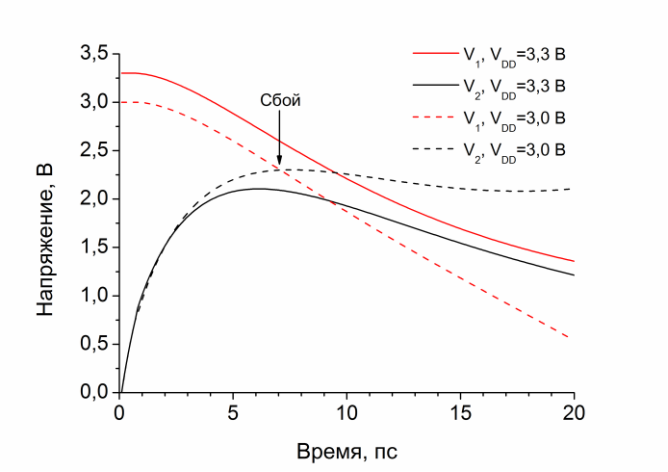



*Рис. 3.* Изменение напряжений $V_1$ и $V_2$ в ячейке памяти из 6-ти 350 нм МОП транзисторов после пролета иона Fe с энергией 435 МэВ через закрытый *p*-МОП транзистор при напряжении питания 3,3 В и 3,6 В

## Библиографические ссылки


1. Modeling of Single Event Transients With Dual Double-Exponential Current Sources: Implications for Logic Cell Characterization // D. A. Black [et al] // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. Vol. 62, iss. 4. P. 1540–1548.
2. A bias-dependent single-event-enabled compact model for bulk FinFET technologies / J. S. Kauppila [et al] // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2019. Vol. 66, iss. 3. P. 635–642.
3. *Garg R.* Modeling dynamic stability of SRAMs in the presence of single event upsets (SEUs) / R. Garg, P., S. Li, P. Khatri // Proc. 2008 IEEE International Symposium on Circuits and Systems, May 2008. P. 1788–1791.
4. Исследование влияния ионизирующего излучения на параметры элементной базы КМОП структур с канавочной изоляцией: отчет о НИР (заключ.) / Национальная академия наук Беларуси; рук. Ю. В. Богатырев. – Минск, 2012. 64 с. № ГР 20121503.
5. Моделирование генерации дополнительных носителей заряда в кремниевых структурах при облучении тяжелыми ионами высоких энергий / В. Н. Ювченко [и др.] // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: материалы 7-й Междунар. науч.-практ. конф., Минск, 18 – 19 мая 2023 г. / М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А.Н. Севченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: Ю.И. Дудчик (гл. ред.), И.М. Цикман, И.Н. Кольчевская. Минск, 2023. С. 390 –392.
6. *Medvedev N. A.* Time-resolved electron kinetics in swift heavy ion irradiated solids / N. A. Medvedev, R. A. Rymzhanov, A. E. Volkov // J. Phys. D. Appl. Phys. 2015. Vol. 48. P. 355303(1–24).
7. *Rymzhanov R. A.* Effects of model approximations for electron, hole, and photon transport in swift heavy ion tracks / R. A. Rymzhanov, N. A. Medvedev, A. E. Volkov // Nucl. Instrum. Methods B. 2016. Vol. 388. P. 41–52.

# Выращивание эпитаксиальных слоев кремния, легированных бором, с использованием трихлорсилана и диборана

**О. Ю. Наливайко, К. В. Рудницкий, А. В. Шамплет**

*ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ», Минск, Беларусь,*
*e-mail: onalivaiko@integral.by*

Проведено исследование процесса эпитаксиального наращивания слоев кремния, легированных бором, в низкопрофильном горизонтальном реакторе с плоским подложкодержателем в системе $SiHCl_3$-$H_2$-$B_2H_6$. Определены режимы, обеспечивающие формирование пленок кремния со скоростью роста 1,0 – 2,0 мкм/мин и однородностью толщины не хуже ±2,0 %. Показано, что с точки зрения управляемости процессом по концентрации бора целесообразно проводить наращивание слоев кремния при температуре не выше 1060 °С.

***Ключевые слова:*** эпитаксиальные слои кремния; трихлорсилан; диборан.

# Epitaxial growth of boron doped silicon layers using trichlorosilane and diborane

**O. Y. Nalivaiko, K. V. Rudnitsky, A. V. Shamplet**

*JSC "INTEGRAL" – Holding Management Company, Minsk, Belarus*
*e-mail: onalivaiko@integral.by)*

The epitaxial growth of boron-doped silicon layers in a $SiHCl_3$-$H_2$-$B_2H_6$ system using a low-profile horizontal reactor with a flat substrate holder was studied. Silicon epitaxial growth regimes were determined that ensure the formation of epitaxial silicon films with a growth rate of 1.0 to 2.0 μm/min and the thickness uniformity less than ±2,0 %. It was shown that, in terms of process controllability based on boron concentration, it is advisable to grow epitaxial silicon layers at temperatures no higher than 1060°C.

***Keywords:*** epitaxial silicon layers, trichlorosilane, diborane.

## Введение

Использование слаболегированных эпитаксиальных слоев кремния на сильнолегированной кремниевой подложке позволяет получить ряд преимуществ при создании КМОП интегральных схем, такие как более низкая диффузионная емкость, лучшее сохранение заряда и существенное улучшение защиты от «защелки» [1, 4]. Для формирования эпитаксиальных слоев кремния в настоящее время широко используется трихлорсилан, который обеспечивает высокую скорость осаждения и является относительно недорогим [1–4].

Настоящая работа посвящена исследованию процесса эпитаксиального наращивания слоев кремния, легированных бором, с использованием трихлорсилана и диборана для создания КМОП интегральных схем на пластинах диаметром 200 мм.

## 1. Методика проведения эксперимента

Наращивание эпитаксиальных пленок кремния проводилось в низкопрофильном горизонтальном реакторе с плоским вращающимся подложкодержателем (pancake susceptor) при атмосферном давлении. Для нагрева подложек используется индукционный метод с радиационным отражением, при этом катушка индуктора расположена вне реактора. Схема установки представлена на рис. 1.

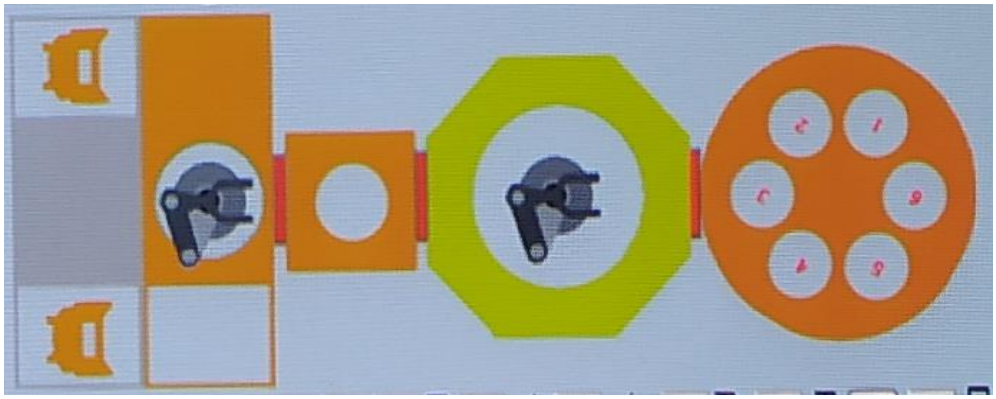


*Рис. 1*. Схема горизонтального реактора с плоским подложкодержателем

В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния 725КДБ0,01 с ориентацией (100) диаметром 200 мм. В качестве реагентов использовались трихлорсилан марки 4N, водород марки 5N и смесь газовая диборана с водородом с концентрацией диборана 0,004 %. Температура осаждения варьировалась в диапазоне 1020–1100 °C.

Контроль толщины эпитаксиальных пленок кремния проводился методом инфракрасной Фурье спектроскопии, а измерение удельного сопротивления четырехзондовы методом. Для контроля удельного сопротивления использовались подложки 725КЭС0,01 с ориентацией (100) диаметром 200 мм.

## 2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Зависимости скорости роста эпитаксиальной пленки кремния от температуры и от потока смеси ТХС/$H_2$ представлены на рис. 2 и рис. 3. Как видно из рис. 2, при увеличении температуры роста от 1020 до 1100 °C скорость роста изменяется незначительно от 1,98 до 2,15 мкм/мин или при изменении температуры на 1 °C скорость роста изменяется на 0,002 мкм/мин. То есть скорость роста слабо зависит от температуры. При увеличении потока смеси ТХС/$H_2$ от 5,0 до 15 л/мин скорость роста монотонно (линейно) возрастает от 1,05 до 2,09 мкм/мин (рис. 3) или при изменении потока смеси ТХС/$H_2$ на 1 л/мин скорость изменяется на 0,1 мкм/мин. Данные зависимости подтверждают, что процесс находится в режиме с диффузионным контролем, т. е. процессы массопереноса ограничивают скорость роста количеством подводимых к поверхности подложки реагентов [1, 5], при этом температура не оказывает влияния на скорость роста, что характерно для процессов эпитаксиального наращивания кремния.

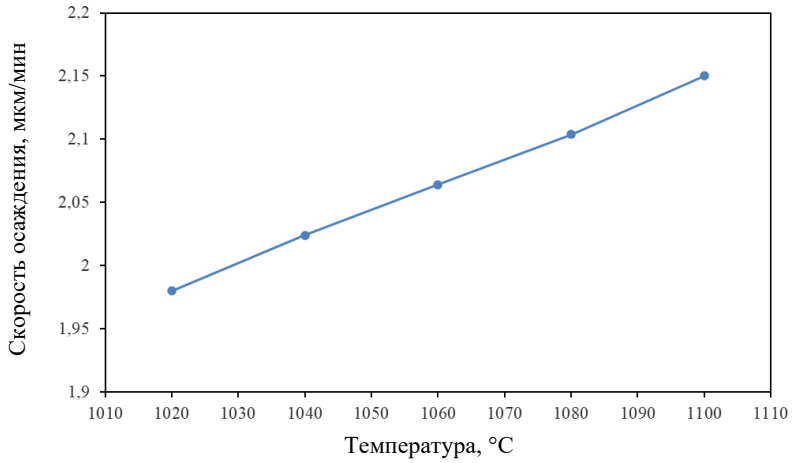



*Рис. 2.* Зависимость скорости осаждения от потока температуры

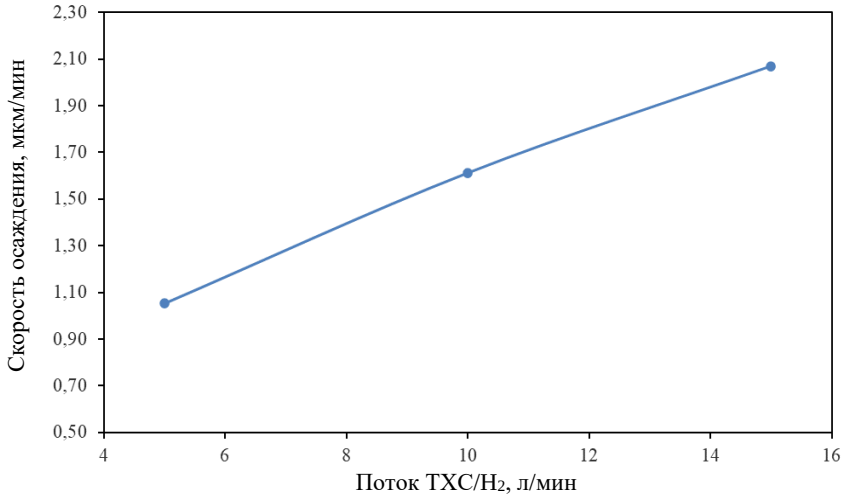



*Рис. 3.* Зависимость скорости осаждения от потока трихлорсилана при температурах 1200 °С

Что касается однородности толщины эпитаксиальных пленок, однородность толщины по пластине не превышала ±1,2 %, а однородность толщины по загрузке ≤ ±2,0 %.

Таким образом, в исследованном диапазоне потоков смеси ТХС/$H_2$ обеспечивается наращивание эпитаксиальной пленки кремния со скоростью от 1,0 до 2,0 мкм/мин, что обеспечивает высокую производительность оборудования. Увеличение скорости роста свыше 2,0 мкм/мин н исследовалось, так как увеличение скорости роста приводит к уменьшению уровня легирования в эпитаксиальном слое из-за нарушения равновесия между твердой и газообразной фазой [1, 5].

Зависимости концентрации бора в эпитаксиальных слоях кремния от концентрации диборана в газовой смеси и температуры осаждения представлены на рис. 4 и рис. 5.

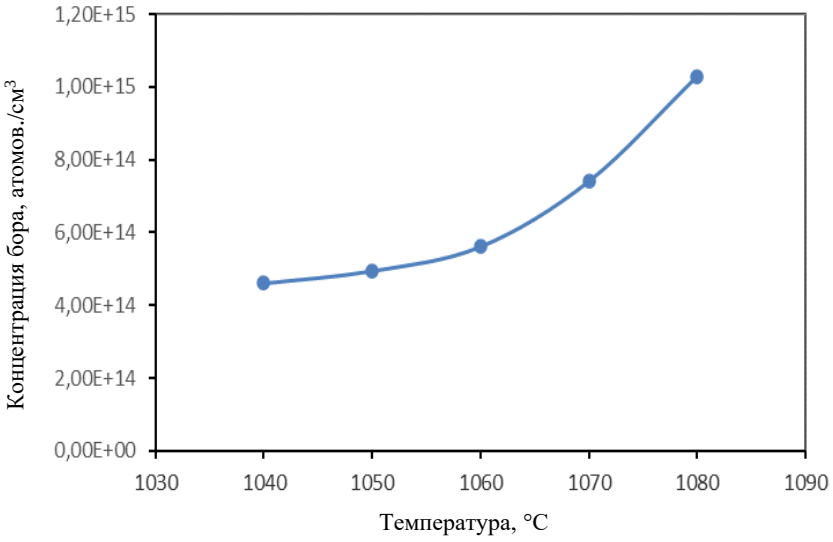



*Рис. 4.* Зависимость концентрации бора в эпитаксиальной пленке от концентрации диборана в газовой смеси

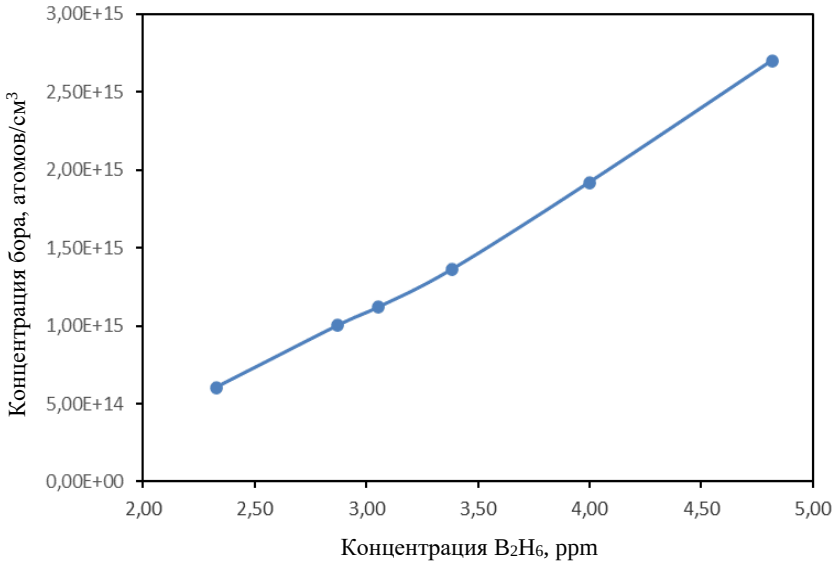



*Рис. 5.* Зависимость концентрации бора в эпитаксиальной пленке от температуры осаждения

Как видно из рис. 4, концентрация бора в эпитаксиальных слоях кремния монотонно линейно возрастает от $6{,}06\times10^{14}$ до $2{,}70\times10^{15}$ атомов/см$^3$ с увеличением концентрации диборана в газовой смеси от 2,33 до 4,82 ppm (что соответствует изменению удельного сопротивления от 21,85 до 5,0 Ом×см).

В то же время, при концентрации диборана в газовой смеси 3,3 ppm концентрация бора в эпитаксиальных слоях кремния монотонно возрастает от $4{,}60\times10^{14}$ до $1{,}03\times10^{15}$ атомов/см$^3$ с увеличением температуры осаждения от 1040 °С до 1080 °С (рис. 5). При этом, в интервале температур от 1060 до 1080 °С увеличение происходит более резко, чем в интервале температур от 1040 °С до 1060 °С.

Поэтому с точки зрения управляемости процессом по концентрации бора целесообразно проводить наращивание эпитаксиальных слоев кремния при температуре не выше 1060 °С.

Что касается однородности легирования эпитаксиальных пленок, то однородность удельного сопротивления по пластине не превышала $\leq \pm 3{,}2$ %, по загрузке $\leq \pm 4{,}5$ %. Высокая однородность удельного сопротивления эпитаксиальных пленок свидетельствует о равномерном распределении температуры по подложкодержателю.

## Заключение

Проведено исследование процесса эпитаксиального наращивания слоев кремния, легированных бором, в низкопрофильном горизонтальном реакторе с плоским подложкодержателем в системе трихлосилан-водород-диборанна на пластинах диаметром 200 мм.

Определены режимы эпитаксиального наращивания кремния, обеспечивающие формирование эпитаксиальных пленок кремния со скоростью роста от 1,0 до 2,0 мкм/мин с однородностью толщины не хуже ±2,0 % и с удельным сопротивлением в диапазоне от 5,0 до 21,85 Ом×см.

Показано, что с точки зрения управляемости процессом по концентрации бора целесообразно проводить наращивание эпитаксиальных слоев кремния при температуре не выше 1060 °С.

### Библиографические ссылки


1. *Емельянов В. А*., Эпитаксиальные слои кремния и германия для интегральных микросхем / В. А. Емельянов, А. С. Турцевич, О. Ю. Наливайко – Минск: Интегралполиграф, 2008. 286 с.
2. *Hammond M. L.* Silicon Epitaxy by Chemical Vapor Deposition *in* Handbook of Thin Film Deposition Processes and Techniques / Ed. by K. Seshan. – Noyes Publications; 2 edition, 2001. 430 p.
3. Nonlinear increase in silicon epitaxial growth rate in a $SiHC1_3$-$H_2$ system under atmospheric pressure / H. Habuka [et al.] // Journal of Crystal Growth. 1997. Vol. 182. P. 352–362.
4. *Robinson M. D.,* Silicon Epitaxy *in* Microelectronics Materials and Processes // Ed. By R.A. Levy.- New York: by Kluwer Academic Publishers, 1989. P. 25–78.
5. Технология СБИС : в 2-х кн. / под ред. С. Зи. – М. : Мир, 1986. Кн. 1. С. 74–120.

# Ghost imaging with a SPAD array at low light intensities

**V. S. Starovoitov, M. D. Samoilenka, V. N. Chizhevsky**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: vladstar@ifanbel.bas-net.by*

An approach to ghost imaging with a single photon avalanche diode (SPAD) array used simultaneously as a "bucket" detector and an imaging camera is described. The imaging is performed with the help of a pseudo-thermal light source where the light intensity is so low that the dark counts of SPAD have a noticeable effect on imaging. In the approach the data frames are filtered by the number of per-frame counts and the correlation images obtained for different "bucket" pixels are superposed. We demonstrate that the approach is capable to significantly improve image quality.

***Keywords:*** pseudo-thermal light; SPAD array; ghost imaging.

# Фантомная визуализация с использованием матрицы детекторов одиночных фотонов при малых интенсивностях света

**В. С. Старовойтов, Н. Д. Самойленко, В. Н. Чижевский**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, e-mail: vladstar@ifanbel.bas-net.by*

Описана фантомная визуализация (ФВ) объектов при использовании матрицы детекторов одиночных фотонов (SPAD) одновременно как «интегрирующего» детектора, так и визуализирующей камеры. ФВ выполняется для псевдо-теплового излучения малой интенсивности при сильном эффекте темновых отсчетов SPAD. Выполняется фильтрация данных по числу отсчетов в кадре и наложение образов, полученных для различных «интегрирующих» пикселей. Показано, что предложенный подход существенно улучшает качество ФВ.

***Ключевые слова:*** псевдо-тепловое излучение; матрица SPAD; фантомная визуализация.

## Introduction

Ghost imaging (GI) is a mature research field dating back nearly a quarter of century. This technique relies on spatial correlations between the two light beams. GI involves a "bucket detector" that measures the total intensity of light after the first light beam passes through an object, and a spatially resolving detector (i. e. an imaging camera) that captures the spatial information of a second (reference) light beam which has never encountered the object. By analyzing the correlated measurements from both detectors, the image of the object can be reconstructed. One of the most perspective ways to enhance GI sensitivity and account for light correlations is to apply recently developed single photon avalanche diode (SPAD) arrays as imaging cameras. In the arrays the image is reconstructed from data (temporal and spatial information for each individual single-pixel detection event) acquired in fixed temporal windows (frames) [1].

In the work, instead of a single-pixel bucket detector, we use several pixels of the imaging SPAD camera (as in [2]) and perform averaging over a ghost images obtained for each "bucket" pixel. Also, we apply frame-filtering of data on the number of counts

per frame We demonstrate that for a standard pseudo-thermal source of correlated photons such an approach can significantly rise the ghost-image quality.

## 1. Setup and data processing

In the work, the GI is performed by an experiment using light beams produced with help of a laser and a rotating ground-glass disk. The optical layout of the experiment is represented in Fig. 1. The exploited setup and the measurement procedures are described in detail in [2]. The diameter of spot on the rotating disk D illuminated by the Gaussian laser beam is $d_d \approx 0.47$ mm. This spot emits a random structure of light spots (speckles) and is a pseudo-thermal source of correlated photons. The emitted speckles are collected, collimated and then divided by Splitter $S_1$ into 2 arms: object and reference beams. The reference beam is immediately directed to a SPAD array ($A_{SPAD}$). The object beam is passed through a target T and then focused onto the same SPAD array. The central part of this focused spot (referred to as "bucket") is used as a bucket detector. The imaged object is the digit template "2" (Element 2 of Group 0) of a 1951 USAF resolution test target. A high-resolution conventional image $I_k^{(r)}$ of this target is depicted in Fig 2, *a*.

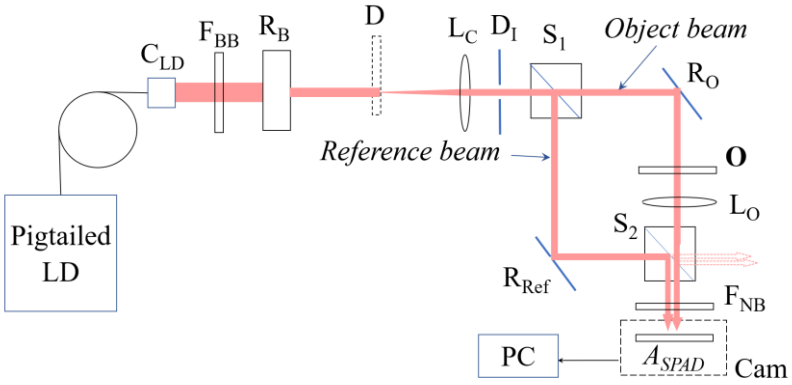



*Fig. 1.* The optical layout: (LD) laser diode; ($C_{LD}$) fiber collimator; ($F_{BB}$) broadband filter; ($R_B$) beam reducer; (D) rotating ground-glass disk; ($L_C$, $L_T$) lenses; ($D_I$) iris diaphragm; ($S_1$, $S_2$) beam splitters; ($R_{Ref}$, $R_T$) mirrors; (T) target; ($F_{NB}$) narrow-band filter; ($A_{SPAD}$) SPAD array; (Cam) camera "*SuperEllen*"; (PC) computer

The SPAD camera is based on the "*SuperEllen*" sensor, developed by Fondazione Bruno Kessler to quantum imaging applications. The array consists of 32×32 pixels with a pitch of $\delta_s = 44.5$ μm and a total sensitive area of 1.4×1.4 mm$^2$ manufactured in a CMOS standard technology. The pixels are addressed by their linear index $k \in \{1, \ldots, 1024\}$ such that $k = y_k + 32(x_k - 1)$ where $x_k, y_k \in \{1, \ldots, 32\}$ are the discrete Cartesian coordinates of pixels. The timestamped counts are registered in a frame-by-frame way.

In our experiment, each frame is a result of light exposition during the time of 45 ns. The data related to an individual frame is converted into a compressed sparse structure $D_f = \{f, n_f, \{x_k^{(i)}, y_k^{(i)}, \tau^{(i)}\}_{i=1,\ldots,nf}\}$ where $f$ is the serial number of frame repetition; $n_f$ is the total number of events (counts) detected by all pixels in frame $f$; $x_k^{(i)}$, $y_k^{(i)}$, and $\tau^{(i)}$ are the discrete Cartesian coordinates and the detection time for the $i$-th event registered in frame $f$. The registered data is collected and transferred to a computer (PC) as a stream of multiple frames $F = \{D_f | n_f \geq 1\}$. The collected data are post processed. At post processing,

both unfiltered and filtered datasets are used. The unfiltered dataset $F_0 = \{D_f | n_f \geq 0\}$ contains all frames registered in the experiment. The total number of frames in this dataset is $N_0$. The frame-filtered datasets $F(n^*) = \{D_f | n_f = n^*\}$ are non-overlapping sub-sets of $F_0$ with fixed number of counts $n^*$ in frame. The prepared dataset is used to calculate both a per-frame distribution of counts and their pairwise correlations [1]

$$G^{(1)}(k) = \langle P_k \rangle_{\{f\}} \text{ and } G^{(1)}(m,k) = \langle P_m P_k \rangle_{\{f\}}, \quad (1)$$

where $k$ and $m$ are linear pixel indices, and $\langle \ldots \rangle_{\{f\}}$ denotes averaging over the dataset frames. The quantities $P_k$ are random binaries taking the value 1 for a count registration at the pixel $k$ or zero in its absence. In the following consideration we use the normalized second-order correlation function

$$g^{(2)}(m,k) = \frac{G^{(2)}(m,k)}{G^{(1)}(m) G^{(1)}(k)}. \quad (2)$$

The ghost image is defined as a weighted sum of several correlation functions

$$I_k = \frac{\sum_{m \in \{B\}} G^{(1)}(m) g^{(2)}(m,k)}{\sum_{m \in \{B\}} G^{(1)}(m)}, \quad (3)$$

The pixels labeled by $m$ are "bucket" pixels. The image pixels labeled by $k$ are in the "ghost" area. Quality assessment for the reconstructed ghost images is performed by analyzing the properties of $I_k \equiv I(x_k, y_k)$.

We apply two measures to specify the image quality. First, the contrast-to-noise ratio (*CNR* defined in [2]) characterizes the quality of spatially restricted image parts. Second, the correlation coefficient $R$, which pixel-by-pixel measures the strength of linear relationship (that is, a structural similarity) between the analyzed image and a higher-quality reference image $I_k^{(r)}$ of the same object. Unlike *CNR*, this measure is applicable to the entire image. We apply the correlation coefficient to evaluate the quality for the entire "ghost" area including highly noised pixels.

Overall, at data post-processing, the following procedure of ghost-image reconstruction is implemented. First of all, a dataset (unfiltered $F_0$) or frame-filtered ($F(n^*)$) is prepared. The prepared dataset is applied to calculate $G^{(1)}(m)$ and $G^{(2)}(m,k)$ and find normalized correlation function $g^{(2)}(m,k)$ (2). Then, a ghost image $I_k$ is computed in accordance with equation (3). Finally, quality of the obtained image is examined visually and estimated using *CNR* and correlation coefficient $R$.

## 2. Results and discussion

In our GI experiment, the light beams are registered under conditions where $\langle n_f \rangle \approx 8$. The maximum count rate for the object-beam spot on the SPAD array is realized near the point (20, 29) (a pixel where the maximal intensity of the object-beam spot is observed). We accept nine low-noise pixels surrounding the point (20, 29) as "bucket" pixels. are used as a set corresponding to the best image reconstruction. The exploited "bucket" pixels are indicated in Fig 2, *b*. The total number of frames in the unfiltered dataset $F_0$ is $N_0 \sim 1.9 \times 10^9$. The per-frame probabilities $G^{(1)}(x_k, y_k) \equiv G^{(1)}(k)$ obtained for all pixels of the SPAD array from this dataset are shown in Fig. 2, *b*.

The computed ghost image $I(x_k, y_k)$ obtained from unfiltered dataset $F_0$ is represented in Fig. 2, *c*. This figure shows that the imaged object is recognizable in the

ghost image. However, the presented figure clearly demonstrates drawbacks. The number of noisy pixels is so high that they have a strong destructive effect on the quality of the entire image. According to [2], the efficient number of pixels distinguishable (due to the dark-count effect) in the ghost image reconstructed from the dataset $F_0$ is of ~ 100. In addition, the spatial resolution is clearly suffering. The resolution is not high enough to resolve all parts of the object. The "tail" of the imaged digit "2" ($a \sim 0.1$ mm wide strip) is not visible in the reconstructed image. The quality of the obtained image $I_k$ is estimated numerically in terms of *CNR* and *R*. The image $CNR \approx 11.7$ is achieved at the contrast of $K \approx 0.101$ and the total error $\sigma \approx 0.0086$. Along our estimation, the coefficient of correlation *R* between the image $I_k$ and the reference image $I_k^{(r)}$ is of ~ 0.62. According to the data obtained in [2], the spatial resolution of the image computed from the data $F_0$ is of $\sim 3.44\delta_s \approx 0.15$ mm.

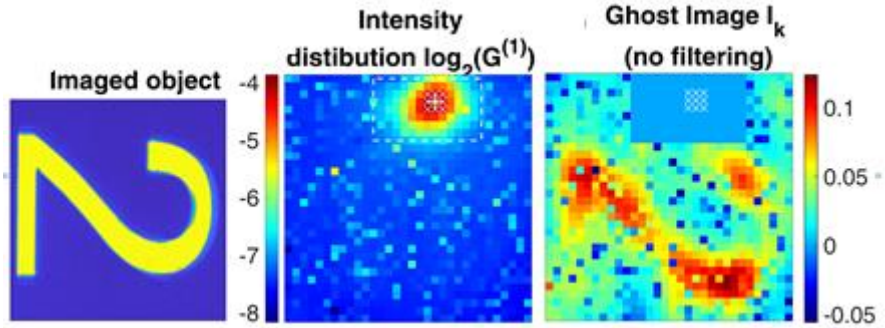



*Fig. 2. a* – A high-resolution conventional image of the object; *b* – a typical distribution of $\log_2[G^{(1)}(x_k,y_k)]$; *c* – a ghost image, obtained for non-filtered dataset $F_0$

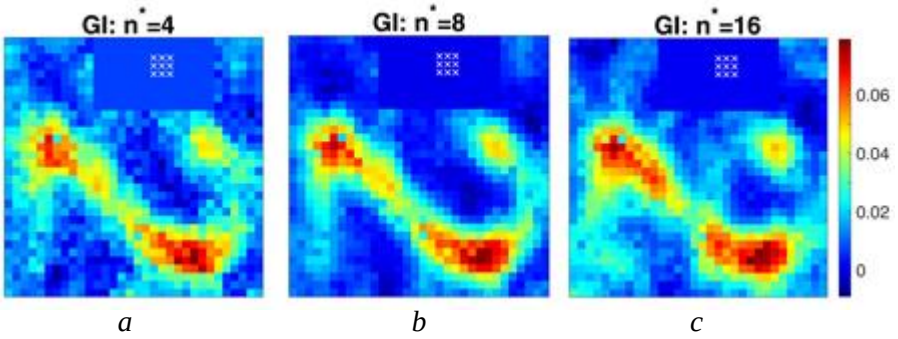



*Fig. 3.* Ghost images reconstructed from frame-filtered datasets: *a* – *F*(4); *b* – *F*(8); *c* – *F*(16)

We exploit also frame-filtered datasets $F(n^*)$ that are produced by filtering the data $F_0$ considered in the previous subsection. For the exploited data, the parameter $n^*$ ranges from 2 to 24. Fig. 3 demonstrates images $I_k$ computed from frame-filtered datasets $F(n^*)$ at $n^* = 4$, 8 and 16. In terms of contrast, spatial resolution, and number of distinguishable noised pixels, the presented images look significantly better compared to the ghost image obtained from unfiltered data. Image qualities (such as spatial resolution and contrast) depend on the parameter $n^*$. Based on visual inspection of the presented images one can conclude that ghost images of the highest quality are realized for datasets $F(n^*)$ with $n^* \sim 8$. As can be seen from Fig. 3, *b*, the spatial resolution of the image $I_k$ based on the dataset *F*(8) is high enough to resolve all parts of the imaged object. In accordance with [2] only a few pixels of the image reconstructed from *F*(8) can be identified as pixels affected by dark counts.

This conclusion is corroborated with the results of numeric evaluation of *CNR* and the correlation coefficient represented in Fig. 4. Generally, for the ghost image based on the frame-filtered data, the maximum *CNR* and correlation coefficient *R* are achieved near those values of $n^* \sim 8$. As shown in Fig. 4 (left Y axis), compared to the "unfiltered" image, the "frame-filtered" image $I_k$ has a higher *CNR* when the parameter $n^*$ ranges from 5 to 10. At $n^* = 8$, the filtered GI reaches its maximal $CNR \approx 17.0$ which is nearly 45 % higher as compared to the *CNR* of unfiltered GI. Unlike *CNR*, the measure of structural similarity *R* takes into account the effect of strong-noise pixels on the image. Therefore, the range $3 \leq n^* \leq 19$, where the "low-noise" filtered GI leads to a higher coefficient *R* (as compared to the "noisy" unfiltered GI), covers almost all of the considered values of $n^*$. Like *CNR*, the structural similarity between the reference and ghost images attains its maximum at $n^* = 8$ leading to $R \approx 0.8$ (right Y axis of Fig. 4).

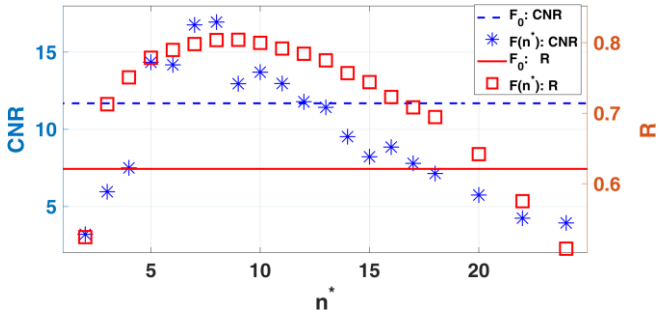



*Fig. 4. CNR* (left Y axis: blue stars) and correlation coefficient *R* (right Y axis: red squares) as functions of $n^*$ for ghost images reconstructed from frame-filtered datasets $F(n^*)$. The blue dashed and red solid lines indicate *CNR* (left Y axis) and *R* (right Y axis) for the unfiltered data $F_0$

## Conclusion

We have presented an approach to ghost imaging and analyzed the approach capabilities in an experiment where the light intensity is so low that the dark counts have a noticeable effect on the imaging. We have demonstrated that filtering the acquired data with respect to the number of counts per frame and obtaining the image as a weighted average over the images for different "bucket" pixels, one can significantly reduce the destructive effect of dark counts on the ghost image, improve the image contrast, spatial resolution and image similarity to the reference image. The proposed approach allowed us inferring ghost images for dark counts level of 20 % and more of the "bucket" signal level with the photon fluxes of about several photons per time-frame. In our opinion, using multiple bucket detectors instead of just one is compatible with most applications of ghost imaging and will allow one to greatly enhance imaging quality in the extremely-low-light condition. These results can be extended to computational and temporal ghost imaging. Our findings are important for developing correlation imaging schemes with light on a-few-photon level, first of all, for quantum sensing applications.

## References

1. Spatio-Temporal Correlations of Photons from a Pseudo-Thermal Source / V. S. Starovoitov [at al] // Journal of Applied Spectroscopy 2023. Vol. 90, iss. 2. P. 377–387.
2. Frame-filtered ghost imaging with a SPAD array used both as a multiple “bucket” detector and an imaging camera / V. S. Starovoitov [at al] // Applied Optics 2024. Vol. 63, iss. 22. P. 6012–6020.

# Влияние DWDM-технологии на надежность приема информации в оптоволоконных телекоммуникационных системах

**К. М. Гуралюк, А. В. Поляков**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: ks.guralyuk@yandex.ru*

Проведены исследования влияния нелинейных эффектов на вероятность ошибки (*BER*) в DWDM-системах передачи информации в зависимости от температуры. Установлено, что совместное воздействие фазовой самомодуляции и четырёхволнового смешения с учетом межсимвольной интерференции приводит к увеличению *BER* больше требуемой *BER*=$10^{-9}$ во всём исследуемом диапазоне для одномодового оптоволокна с ненулевой смещённой дисперсией и хроматической дисперсии 2 пс/нм·км. Для стандартного одномодового оптоволокна с коэффициентом хроматической дисперсии 17 пс/нм·км показано, что влияние четырехволнового смешения существенно снижается и увеличивает *BER* только в 1,2 раза. Во всех случаях наблюдалась температура, при которой возникают минимальные значения *BER*.

***Ключевые слова:*** DWDM-технологии; оптоволоконная линия связи; вероятность ошибки; фазовая самомодуляция; четырехволновое смешение, межсимвольная интерференция.

# Influence of DWDM Technology on the Reliability of Information Reception in Optical Fiber Telecommunication Systems

**K. M. Guraliuk, A. V. Polyakov**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: ks.guralyuk@yandex.ru*

Research has been carried out on the impact of nonlinear effects on the bit error rate (BER) in DWDM transmission systems as a function of temperature. The results show that the combined action of self-phase modulation and four-wave mixing, with intersymbol interference taken into account, causes the BER to exceed the target level of $10^{-9}$ across the entire studied range for single-mode optical fiber with nonzero dispersion-shifted characteristics and a chromatic dispersion of 2 ps/nm·km. In the case of standard single-mode optical fiber with a chromatic dispersion coefficient of 17 ps/nm·km, the influence of four-wave mixing is substantially reduced and results in only a 1.2-fold increase in BER. In all scenarios, a specific temperature was identified at which the BER attains its minimum value.

***Keywords:*** DWDM technology**;** fiber optic communication line; bit error rate; self-phase modulation; four-wave mixing; intersymbol interference.

## Введение

Волоконно-оптические линии связи являются основой современных телекоммуникационных систем благодаря высокой пропускной способности, низким потерям и устойчивости к электромагнитным воздействиям. Эти преимущества делают их незаменимыми при организации высокоскоростных каналов передачи данных на большие расстояния.

Одной из ключевых технологий, обеспечивающих рост эффективности использования спектрального ресурса оптического волокна, является DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) – плотное мультиплексирование с разделением по длине волны. Данная технология позволяет мультиплексировать десятки и

сотни оптических каналов в одном световоде, существенно повышая общую пропускную способность системы. Однако увеличение числа каналов и плотность их спектрального расположения сопровождаются ростом влияния нелинейных эффектов в волокне, в частности четырёхволнового смешения и фазовой самомодуляции, а также мешающих сигналов, возникающих вследствие межсимвольной интерференции. Эти факторы могут приводить к искажению принимаемых информационных импульсов и снижению надежности приема.

При проектировании DWDM-систем особое внимание уделяется обеспечению требуемой вероятности битовой ошибки (*BER*), которая зависит не только от параметров волокна и уровня нелинейных искажений, но и от температурных условий работы приёмного оборудования. Совместное воздействие температурных факторов, нелинейных эффектов и межсимвольной интерференции способно существенно ухудшать качество приема информации [1].

В связи с этим возникает необходимость проведения численного моделирования, направленного на исследование влияния нелинейных эффектов и межсимвольной интерференции на вероятность ошибки в DWDM-системах для различных типов волоконных световодов.

**Результаты численного моделирования**

Для анализа выбрана наиболее часто встречающаяся для магистральных быстродействующих ВОЛС архитектура типа «точка-точка» со спектральным мультиплексированием информационных каналов и периодическим усилением оптических сигналов с помощью волоконных эрбиевых усилителей. В качестве волоконного световода использовалось кварцевое одномодовое оптоволокно. Для сравнения были выбраны одномодовое оптоволокно с ненулевой смещенной дисперсией с коэффициентом хроматической дисперсии 2 пс/нм·км и оптическими потерями 0,22 дБ/км, а также стандартное одномодовое волокно с дисперсией 17 пс/нм·км. Рабочий диапазон длин волн составлял 1530–1565 нм, скорость передачи информации 10 Гбит/с на один информационный канал, формат модуляции – амплитудный с возвращением к нулю (RZ). Согласно [2], максималь-ное расстояние между оптическими усилителями, обеспечивающие вероятность ошибки не более $10^{-9}$, составляет 90 км. Кроме того, в [3] показано, что совместное влияние хроматической дисперсии и фазовой самомодуляции (ФСМ) приводит к первоначальному уменьшению и последующему увеличению длительности информационных импульсов в процессе распространения по волокну. В этом случае, если ограничиться условием, что длительность оптического импульса не превышает $0{,}6T_i$ ($T_i$ – тактовый интервал), когда значение межсимвольной интерференции составляет 1–1,5 дБ, количество оптоволоконных секций равняется 5, после чего необходимо использовать регенератор, восстанавливающий импульсы не только по амплитуде, но и по длительности и форме.

Для систем с плотным спектральным уплотнением каналов (DWDM) особую роль играет четырехволновое смешение (FWM – Four-Wave Mixing). Его возникновение и степень выраженности зависят в основном от межканальных интервалов, мощности подаваемого сигнала и удельной дисперсии оптического волокна, тогда как скорость передачи не является определяющим фактором.

Мощности мешающего сигнала на частоте $f_{ijk}$ проводится по формуле:

$$P_{ijk} = n_{ijk}\left(\frac{2\pi k_n d_{ijk} L_e}{3\lambda A_{эфф}}\right)^2 P_i P_j P_k 10^{-0,1\alpha L}, \quad (1)$$

где $P_i$, $P_j$, $P_k$ – мощности сигналов на входе волокна с круговыми частотами $w_i$, $w_j$ и $w_k$, равны значению входной мощности ($P_0$); $P_i = P_j = P_k = P_{out}$; коэффициент вырождения $d_{ijk} = 6$; коэффициент вырождения $d_{ijk}$, который равен 3, если $i = j$ (вырожденное FWM) и $d_{ijk} = 6$ при $i \neq j$; $A_{эфф}$ – эффективная площадь моды, $A_{эфф} = 50$ мкм$^2$; $k_n$ – коэффициент нелинейности показателя преломления, $k_n = 3{,}2 \cdot 10^{-20}$ м$^2$/Вт.

Если определена мощность помехи, создаваемой невырожденным FWM $P_{1ijk}$, и мощность помехи, создаваемой вырожденным FWM $P_{2ijk}$, то общая мощность шума $P_{FWM}$ в оптическом канале с частотой $f_{ijk}$ рассчитывается по формуле:

$$P_{FWM} = \sqrt{m_1 \cdot P_{1ijk}{}^2 + m_2 \cdot P_{2ijk}{}^2}, \quad (2)$$

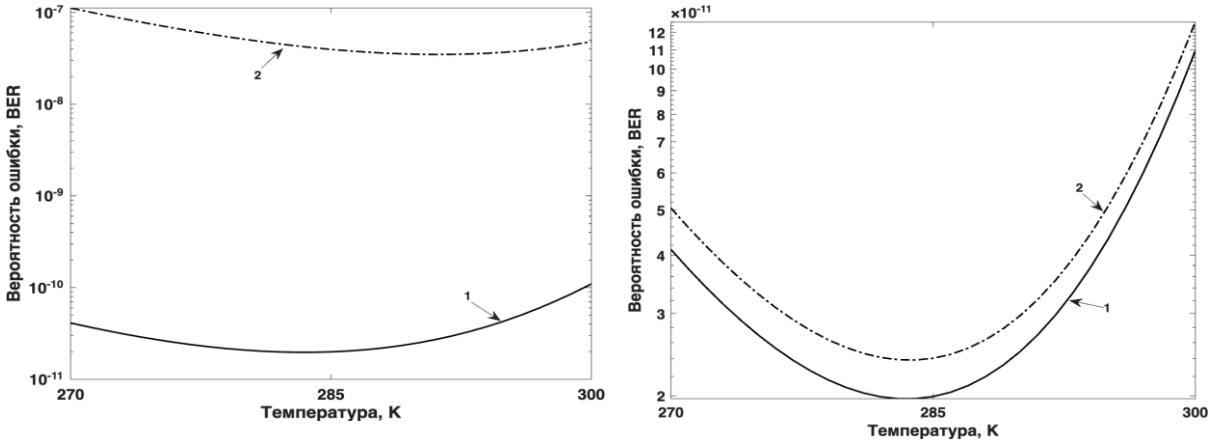
где $m_1$ и $m_2$ – число мешающих сигналов, появившихся в результате невырожденного и вырожденного FWM.

Для расчетов использовали стандартную для DWDM-систем спектральную сетку 100 ГГц (0,8 нм) между информационными каналами с одинаковой входной мощность всех оптических импульсов 2 мВт. Используемые волоконные эрбиевые усилители имеют полосу усиления 35 нм, в этом случае возможно в одном волокне организовать 32 информационных канала и 8 вспомогательных служебных. Влияние четырехволнового смешения рассматривали для сигналов, соответствующих середине диапазона количества информационных каналов, когда число комбинаций шумовых сигналов максимальное.

На рис. 1, *а* представлены результаты моделирования вероятности ошибки от температуры для одномодового оптоволокна с ненулевой смещенной дисперсией с коэффициентом хроматической дисперсии 2 пс/нм·км при учете влияния только фазовой самомодуляции, а также при совместном учете фазовой самомодуляции, четырехволнового смешения и межсимвольной интерференции.

Согласно стандартам Международного союза электросвязи (ITU-T), требуемый уровень вероятности битовой ошибки *BER* не должен превышать $10^{-9}$. Из графика следует, что зависимость *BER* от температуры имеет минимум, при этом учет совместного влияние фазовой самомодуляции, четырехволнового смешения и межсимвольной интерференции существенно влияет на величину *BER* при различных температурах и минимум *BER* смещается в сторону комнатных температур. Учет совместного влияния нелинейных эффектов ухудшает вероятность ошибки на 3 порядка.

На рис. 1, *б* представлены результаты моделирования вероятности ошибки от температуры для стандартного одномодового оптоволокна с коэффициентом хроматической дисперсии 17 пс/нм·км при учете влияния только фазовой самомодуляции, а также при совместном учете фазовой самомодуляции, четырехволнового смешения и межсимвольной интерференции.




*а* *б*

*Рис. 1.* Зависимость вероятности ошибки ВОЛС от температуры с учетом влияния ФСМ (линии 1) и с учетом влияния ФСМ, четырехволнового смешения и межсимвольной интерференции (линии 2):
*а* – оптоволокно с ненулевой смещенной дисперсией;
*б* – стандартное одномодовое оптоволокно

Из графиков следует, что температура, на которой наблюдается минимум вероятности ошибки, не изменяется, однако учет совместного влияния нелинейных эффектов ухудшает вероятность ошибки в 1,2 раза.

## Заключение

Из результатов численного моделирования установлено, что совместное влияние нелинейных эффектов, таких как фазовая самомодуляция, четырёхволновое смешение и межсимвольная интерференция, увеличивает значения *BER* во всём исследуемом диапазоне для одномодового оптоволокна с ненулевой смещённой дисперсией и коэффициентом хроматической дисперсии 2 пс/нм·км на три порядка. Величина *BER* не должна превышать $10^{-9}$ во всем температурном диапазоне от 270 К до 300 К. Показано, что данное условие выполняется для стандартного одномодового оптоволокна с коэффициентом хроматической дисперсии 17 пс/нм·км и учет влияния нелинейных эффектов не изменяет температуру, на которой наблюдается минимум вероятности ошибки, однако увеличивает вероятность ошибки в 1,2 раза.

## Библиографические ссылки

1. *Гуралюк К. М., Поляков А. В.* Влияние нелинейных эффектов на вероятность ошибки в протяженных оптоволоконных информационных системах // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосмических технологий и физики конденсированного состояния: Материалы VIII межд. науч.-практ. конф., Минск, 22–23 мая 2025г. / М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А. Н. Севченко Беларус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. Минск, 2025. С. 22–24.
2. *Поляков А. В., Гуралюк К. М.* Влияние температуры на вероятность ошибки в протяженных оптоволоконных информационных системах // Квантовая электроника: Материалы XIV межд. научно-технической конф., Минск, 21–23 ноября 2023г. / БГУ, НИИПФП им. А. Н. Севченко. Минск, 2023. С. 295–297.
3. *Polyakov A. V.* Simulation of fiber-optic buffer loop memory with all-optical 2R regeneration // Optical Memory and Neural Networks. 2020. Vol. 29, iss. 2. P. 100–109.

# Долговечность кварцевых волоконных световодов с металлическим покрытием при нестационарных продольных деформациях

**А. А. Каваленя, А. В. Поляков**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: kavaleniaanna@gmail.com*

Разработана математическая модель, позволяющая оценить долговечность волоконных световодов, включающая влияние температуры и влажности, на их прочностные характеристики. Представлены графики зависимости срока службы кварцевых волоконных световод с различным металлическим покрытием при нестационарных продольных деформациях, вызванных изменением температуры. Такие волокна могут использоваться в качестве чувствительных элементов в волоконно-оптических датчиках температуры.

***Ключевые слова:*** волоконный световод; механическая надежность; долговечность; математическая модель; температура.

# Durability of quartz fiber light guides with a metal coating under non-stationary longitudinal deformations

**A. A. Kavalenia, A. V. Polyakov**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: kavaleniaanna@gmail.com*

A mathematical model has been developed to evaluate the durability of fiber optic cables, including the influence of temperature and humidity on their strength characteristics. The graphs of the service life of quartz fiber light guides with different metal coatings under non-stationary longitudinal deformations caused by temperature changes are presented. Such fibers can be used as sensing elements in fiber optic temperature sensors.

***Key words:*** fiber optic light guide; mechanical reliability; durability; mathematical model, temperature.

## Введение

Механическая надежность является одной из важнейших характеристик оптоволокна. Она определяется его способностью выдерживать механические воздействия без разрушения оптических волокон и при сохранении параметров передачи сигнала. Разрушение оптоволокна может происходить из-за ряда причин: растяжения, сжатия, изгиба и т. д. Поскольку значение коэффициента теплового расширения металлического покрытия значительно больше значения такого коэффициента для оптического волокна, при воздействии на волоконный световод (ВС) высокой температуры в волокне возникают механические напряжения.

В условиях воздействия температуры, динамически изменяющейся и действующей годами, будет происходить постепенное разрушение ВС. Это явление, называемое статической усталостью стекла, объясняется ростом имеющихся в нем дефектов и ведет к снижению долговечности оптоволокна. В связи с этим возникает

задача оценки влияния высоких, изменяющихся во времени температур на прочность ВС.

Для анализа долговечности ВС при постоянной температуре в волоконно-оптических линиях связи на практике обычно используют распределение Вейбулла (Weibull), полученные с помощью разрывных машин [1, 2]. Основным недостатком метода Вейбулла является то, что тесты волокна на разрыв производятся при статических нагрузках и, как правило, при комнатной температуре. Полученные результаты справедливы только для конкретного исследуемого типа волокна. Как следует из изложенного, данный метод определения долговечности ВС является трудоемким, неэкономичным, требует больших временных затрат и применения специального оборудования. Для анализа прочностных характеристик ВС с различными покрытиями и типами легирующих примесей необходимо получить и использовать аналитические модели, основанные на описании физико-химических процессов в ВС.

**Результаты численного моделирования**

На прочность и на срок службы оптоволокна в наибольшей степени влияют поверхностные дефекты, связанные с зарождением пор и образованием поверхностных микротрещин. Предложен способ теоретической оценки долговечности волоконных световодов, используемых в волоконно-оптических датчиках в качестве чувствительного элемента, в зависимости от напряжений, возникающих при динамических изменениях температуры, учитывающий конструктивные особенности волокна (диаметры сердцевины и оболочки, металлическое или полимерное покрытие), типы легирования, относительную влажность окружающей среды. Разработанная модель основана на выражении, определяющем скорость роста поверхностных микротрещин под нагрузкой во влажной среде [3]:

$$\upsilon = \lambda C \frac{kT\zeta}{h} \exp\left(-\frac{W_a - \beta\sigma\omega}{kT}\right). \quad (1)$$

В данной формуле $\sigma$ – приложенное к образцу растягивающее напряжение; $\omega$ – активационный объем ($6{,}7\cdot10^{-29}$ м$^3$); $C$ – относительная влажность среды (в долях от единицы); $k$ и $h$ –постоянные Больцмана и Планка; $\zeta$ – трансмиссионный коэффициент (0,7 – 1); $\lambda \approx 0{,}45\cdot10^{-9}$ м –среднее расстояние между соседними цепочками атомов в кварцевом стекле; $\beta$ – коэффициент концентрации напряжений, $T$ – измеряемая температура.

Оценка долговечноти световодов проводилась в соответсвии с полученным выражением:

$$t = \frac{4h}{C\zeta\sigma\omega}\left(\beta_0 + \frac{kT}{\sigma\omega}\right)\exp\left(\frac{W_a\left(1-\sigma/\sigma_{вс0}\right)}{kT}\right), \quad (2)$$

где $\sigma_{вс0}$ – инертная прочность.

При моделировании прочностных характеристик оптоволокно представлено в виде системы из трех цилиндров (сердцевина, оболочка и покрытие). Были учтены зависимости коэффициента линейного расширения металлического покрытия и изменения модуля Юнга оптоволокна [4] от температуры. При расчетах также учитывалось, что с ростом температуры значение энергия активации $W_a$ уменьшается.

Исследования проводились для кварцевого волокна с сердцевиной $GeO_2$, оболочкой $SiO_2$ и тремя различными видами металлического покрытия. Значение влажности среды выбрано равным 0,5, что соответствует нормальной влажности.

Результаты оценки срока службы представлены на рис. 1. Из рис. 1 следует, что срок службы волокна с увеличением температуры уменьшается по экспоненциальному закону, а при некоторой критической температуре волокно разрушается. Для срока службы волоконного световода не менее 10 лет максимальная воздействующая температура, например, в оптоволоконных измерителях, не должна превышать 325 ºС.

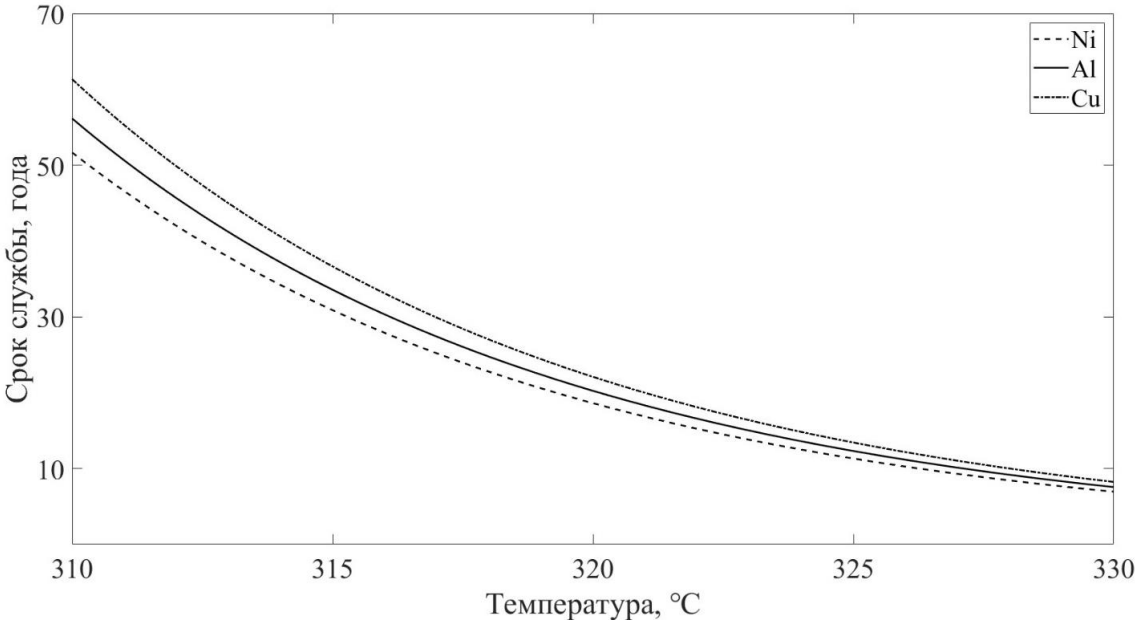



*Рис. 1*. Оценка срока службы волоконного световода с различными видами покрытия при значении влажности среды 0,5

Для анализа влияния на оптоволокно случайно изменяющейся температуры с помощью численного моделирования получена зависимость срока службы волоконного световода с медным покрытием от отклонения температуры в окрестности 325 ºС (рис. 2). Из полученного графика следует, что при увеличении диапазона изменения температур срок службы ВС увеличивается. Поскольку зависимость долговечности волокна от температуры носит экспоненциальный характер и при уменьшении температуры срок службы увеличивается значительно больше по сравнению с его уменьшением при возрастании измеряемой температуры, то с увеличением диапазона колебаний температуры результирующий срок службы будет увеличиваться.

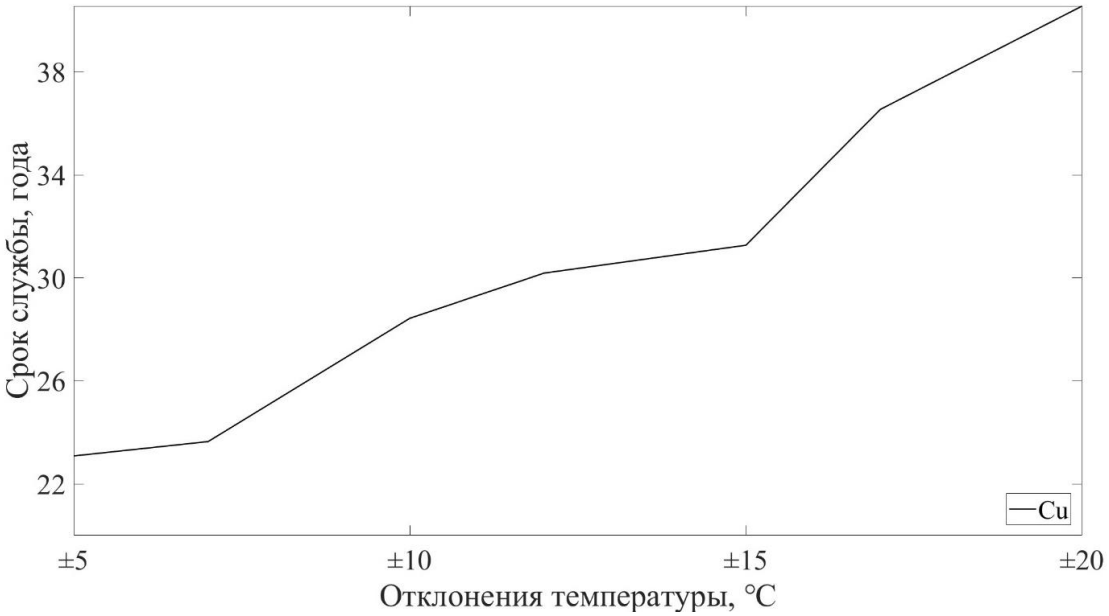



Рис.2. Оценка срока службы волоконного световода с медным покрытием при случайно изменяющейся температуре

## Заключение

Предложен способ теоретической оценки долговечности волоконных световодов, используемых в волоконно-оптических датчиках в качестве чувствительного элемента, в зависимости от продольных механических напряжений, возникающих при динамических изменениях температуры. Разработана аналитическая модель, учитывающая конструктивные особенности волокна (диаметры сердцевины и оболочки, металлическое или полимерное покрытие), типы легирования, относительную влажность окружающей среды и т. п. Получены зависимости срока службы световодов при динамических воздействиях температуры и установлено, что максимально измеряемая температура при динамическом воздействии составляет 325 ºС для срока службы волоконно-оптических датчиков температуры 10–12 лет.

## Библиографические ссылки

1. *Matthewson M. J.* Optical fiber mechanical testing techniques // Critical Reviews of Optical Science and Technology. 1993. Vol. CR50. P. 32–59.
2. *Severin I.* Strength measurements of silica optical fibers under severe environment / I. Severin, R. El Abdi, M. Poulain // Optics & Laser Technology. 2007. Vol. 39, iss. 2. P. 435–441.
3. *Дяченко А. А.* Термодинамическая модель разрушения кварцевого стекла и световодов // Нелинейный мир. 2009. Т. 7, №4. С. 239–283.
4. *Лунин Б. С., Торбин С. Н.* О температурной зависимости модуля Юнга чистых кварцевых стекол // 271 Вестн. Моск. ун-та. сер. 2. Химия. 2000. Т. 41. С. 172–173.

# Монохроматическая эллипсометрия оксидных слоев на кремниевых пластинах, сформированных быстрым термическим отжигом

**Д. В. Понкратов[1)], В. А. Пилипенко[2)], Н. И. Стаськов[1)], А. Н. Петлицкий[2)], С. А. Мельников[2)], А. Б. Сотский[1)], Л. И. Сотская[3)], А. В. Шилов[1)], Д. В. Шестовский[2)]**

*[1)] Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова, Могилев, Беларусь, e-mail: d.v.ponkratov@yandex.by ; ni_staskov@mail.ru*
*[2)] ГЦ «Белмикроанализ» научно-технического центра ОАО «Интеграл» - управляющая компания холдинга «Интеграл», Минск, Беларусь, e-mail: apetlitsky@integral.by*
*[3)] Белорусско-Российский университет, Могилев, Беларусь, e-mail: li_sotskaya@tut.by*

В результате термического отжига на поверхности полупроводниковой пластины образуется неоднородный слой, состоящий из ультратонкого контактного слоя, оксидного слоя и поверхностного слоя. Предложена функция, которая характеризует распределение диэлектрической проницаемости по толщине слоя и обеспечивающая устойчивое решение обратной эллипсометрической задачи при оптимальных углах падения света на неоднородный слой.

***Ключевые слова:*** эллипсометрия неоднородного слоя, ультратонкие слои, метод покоординатного спуска, быстрый термический отжиг, кремниевая пластина.

# Monochromatic ellipsometry of oxide layers on silicon wafers formed by rapid thermal annealing

**D. V. Ponkratov[1)], V. A. Pilipenko[2)], N. I. Staskov[1)], A. N. Pyatlitsky[2)], S. A. Melnikov[2)], A. B. Sotsky[1)], L. I. Sotskaya[3)], A. V. Shilov[1)], D. V. Shestovsky[2)]**

*[1)] Mogilev State A. Kuleshov University, Mogilev, Belarus, e-mail: d.v.ponkratov@yandex.by, e-mail: ni_staskov@mail.ru*
*[2)] State Center "Belmicroanalysis" Scientific and Technical Center of the JSC "INTEGRAL" – "INTEGRAL" Holding Managing, Minsk, Belarus, e-mail: apetlitsky@integral.by,*
*[3)] Belarusian–Russian University, Mogilev, Belarus, e-mail: li_sotskaya@tut.by*

As a result of thermal annealing, a heterogeneous layer is formed on the surface of the semiconductor wafer, consisting of an ultrathin contact layer, an oxide layer, and a surface layer. A function has been proposed that characterizes the distribution of dielectric permittivity across the thickness of the layer, ensuring a stable solution to the inverse ellipsometric problem at optimal angles of incidence of light on the heterogeneous layer.

***Keywords:*** ellipsometry of heterogeneous layers, ultra-thin layers, coordinate descent method, rapid thermal annealing, silicon wafer.

## Введение

В настоящее время в микроэлектронике стоит задача получения ультратонкой (менее 20 нм) диоксидной ($SiO_2$) пленки методом быстрой термической об-

работки (БТО) кремниевой (Si) пластины. С этой целью, после химико-механической полировки и травления, поверхность пластины облучается мощным некогерентным источником света импульсами секундной длительности. Для пленок $SiO_2$ толщиной 5 нм, выращенных при температурах ниже 1000 °С, исследования показали значительную неоднородность границы раздела Si-$SiO_2$, состоящую из аморфной и кристаллической фаз. В то же время для пленок, выращенных при температуре выше 1000 °С, граница раздела Si-$SiO_2$ однородна в пределах двухатомных слоев [1]. Рост пленки $SiO_2$ при БТО происходит из-за окисления Si и разрушения слоя, который образовался после химико-механической полировки и травления поверхности полупроводника. Представляет интерес состояние границы раздела пленка $SiO_2$-воздух. Так как материальный состав структуры подложка-пленка определен, для контроля слоев $SiO_2$ на пластине Si подходит монохроматический эллипсометр ЛЭФ-3М-1, работающий на длине волны $\lambda = 632.8$ нм. Эллипсометрия – неразрушающий оптический метод исследования поверхностей с использованием электродинамических моделей. Поскольку число таких моделей не ограничено, оптические характеристики (показатели преломления $n$ и поглощения $k$) и толщины слоя ($d$) в их рамках могут не совпадать.

С развитием эллипсометрических методов усложнялись и электродинамические модели поверхностных слоев и подложки. В начале рассматривался однородный слой на известной однородной полупроводниковой подложке. Для тонкого по сравнению с длиной волны света ($d \ll \lambda$) слоя получена формула [2], по которой при одном угле падения можно определить $d$. Если $d$ найдено из не оптических измерений, то аналитически можно определить показатели преломления ($n_s$) и поглощения ($k_s$) подложки [3]. В общем случае отражающей структуры однородный слой–подложка известное основное уравнение эллипсометрии

$$\tan\psi \exp(i\Delta) = r_p(\theta, n, k, d, n_s, k_s) / r_s(\theta, n, k, d, n_s, k_s), \qquad (1)$$

где $r_p$ и $r_s$ – коэффициенты отражения от структуры волн $p$- и $s$-поляризации, $\theta$ – угол падения света, содержит пять неизвестных. Оказалось, что целевая функция в виде квадратичной невязки измеренных $\Delta_e$, $\psi_e$ и рассчитанных $\Delta_t$, $\psi_t$ углов имеет много минимумов, что затрудняет определение параметров $n$, $k$, $d$, $n_s$, $k_s$ [4]. В [5] предложен подход к решению математически некорректной обратной задачи эллипсометрии сверхтонких поверхностных пленок, основанный на выборе определенных углов падения. Результаты численного эксперимента показали приемлемую точность оптимального решения при определении параметров сверхтонких пленок. В настоящей работе выполнен общий анализ особенностей обратной задачи по одновременному определению всех параметров отражающей структуры со сверхтонкой пленкой. Обсуждается решение обратных задач многоугловой монохроматической эллипсометрии по определению параметров неоднородного поверхностного слоя с пленкой $SiO_2$ на легированной бором кремниевой пластине марки КДБ-12, подвергнутой БТО.

Ранее в работе [6] было показано, что при условии $d \ll \lambda$ раскрыть структуру поверхностного слоя практически невозможно. Поэтому мы использовали простую модель, в которой диэлектрическая проницаемость ε изменяется по оси $y$ (рис. 1) по кусочно-линейному закону

$$\varepsilon = \varepsilon_s \quad (y < -d - d_1 - d_2),$$
$$\varepsilon = \varepsilon_s + (\varepsilon_f - \varepsilon_s)(y + d + d_1 + d_2)/d_1 \quad (-d - d_1 - d_2 < y < -d - d_1),$$
$$\varepsilon = \varepsilon_f \quad (-d - d_1 < y < -d_2),$$
$$\varepsilon = \varepsilon_f + (\varepsilon_a - \varepsilon_f)(y + d_2)/d_2 \quad (-d_2 < y < 0),$$
$$\varepsilon = \varepsilon_a \quad (y > 0).$$

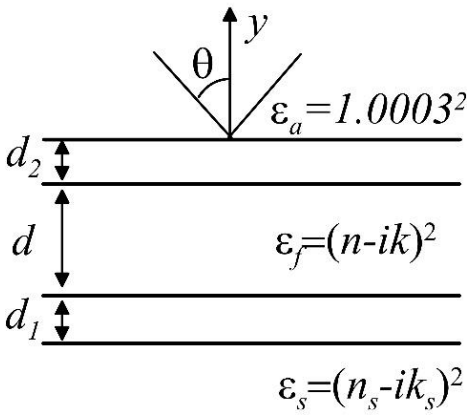



*Рис. 1.* Исследуемая структура

Параметры $\varepsilon_s$, $\varepsilon_f$, $d_1$, $d$, $d_2$ определялись путем минимизации методом покоординатного спуска целевой функции

$$I(n_s, k_s, n_f, k_f, d_1, d, d_2) = \sum_{j=1}^{m} \left| (r_p / r_s)_j^{(e)} - (r_p / r_s)_j^{(t)} \right|^2, \qquad (2)$$

где $j$ – номер угла падения, $(r_p / r_s)_j^{(e)}$ – экспериментальные отношения коэффициентов отражения, определенные через измеренные значения поляризационных углов $\psi$ и $\Delta$ на основании (1), $(r_p / r_s)_j^{(t)}$ – теоретические данные, рассчитанные методом стратификации.

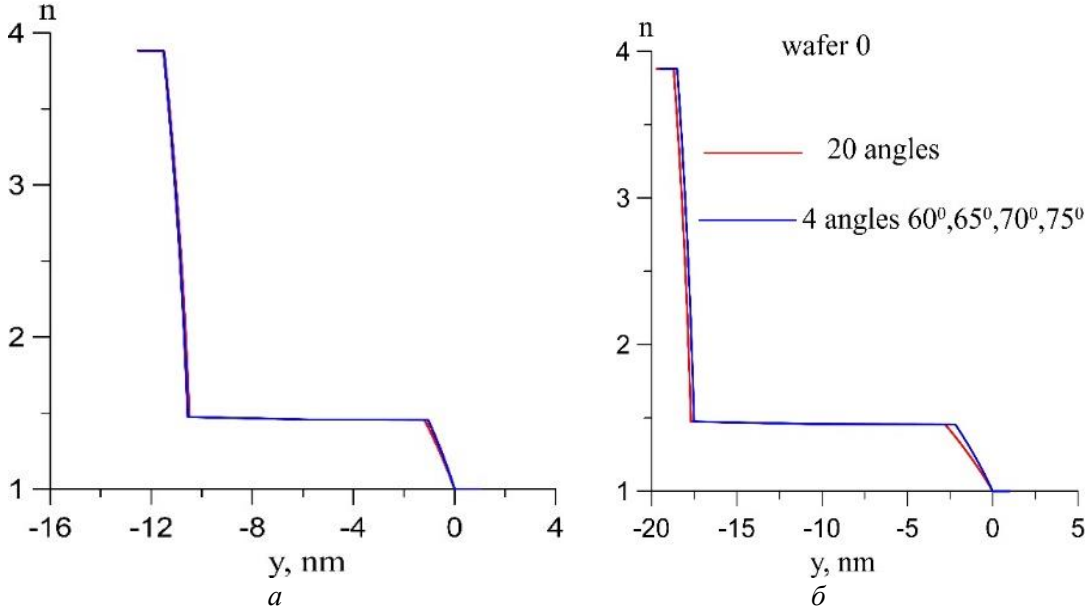
## 1. Материалы и методы

В качестве образцов использовались пластины КДБ-12 ($N = 10^{15}$ см$^{-1}$, ρ = 12 Ом · см) ориентации <100> диаметром 100 мм, полученные по методу Чохральского. Одну поверхность пластин подвергали механической обработке и в течение (3 ± 1) мин протравливали в растворе плавиковой кислоты. После этого проводилось азотирование методом БТО импульсами секундной длительности с разной продолжительностью. Эллипсометрические углы Δ, ψ всех образцов измеряли на ЛЭФ-3М-1 в области углов падения θ от 60° до 76°, содержащую угол Брюстера, с шагом 1°. Оценку геометрической толщины слоев, содержащих

слои $SiO_2$ осуществляли методом вторично-ионной масс-спектроскопии на установке ВИМС TOF.SIMS 5.

## 2. Результаты и обсуждение

Решения обратных (рис. 2) задач эллипсометрии отыскивались при всех углах падения (красная линия) и при углах с шагом 5° (синяя линия). Оказалось, что четырех углов достаточно для нахождения глобального минимума. На рис. 2 представлены функции $n(y)$ для двух образцов (*а* и *б*) с разным временем БТО. Толщина переходного слоя положка–слой $SiO_2$ на рис. 2, *а* и рис. 2, *б* как и в работе [1] менее 1 нм. С увеличением времени БТО увеличивается толщина слоя от 6,86 нм (*а*) до 18,2 нм (*б*). Среднюю толщину слоев $SiO_2$ рассчитывали по снимкам, полученным на установке ВИМС TOF.SIMS 5. Для образца (рис. 2, *а*) она составляет 6,95 нм (рис. 3). Толщина переходного слоя $SiO_2$–воздух (рис. 2) увеличивается от 1 нм до 2,4 нм с увеличением времени отжига.




*а* *б*

*Рис. 2.* Зависимости показателей преломления двух неоднородных слоев

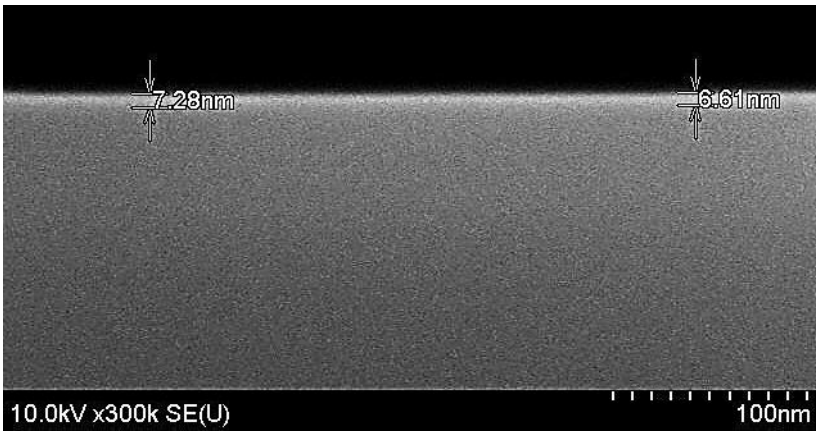



*Рис. 3* Снимок образца (*а*)

## 3. Заключение

Предложена функция, которая характеризует распределение диэлектрической проницаемости по толщине слоя и обеспечивающая устойчивое решение обратной эллипсометрической задачи при оптимальных углах падения света на неоднородный слой. Разработанное программное обеспечения позволяет решать обратную задачу монохроматической эллипсометрии – находить структуру поверхностного слоя при БТО кремниевых подложек. Толщины слоев, оцененные неразрушающим методом эллипсометрии, подтверждаются разрушающим методом вторично-ионной масс-спектроскопии. Это позволит отработать технологию получения качественного слоя $SiO_2$ на подложках КДБ-12.


## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «1.15 Фотоника и электроника для инноваций».


## Библиографические ссылки


1. *Агеев О. А.* Особенности получения тонких пленок $SiO_2$ методом быстрой термической обработки / О. А. Агеев, А. М. Светличный, Д. А. Шляховой // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2001. № 4–5. С. 38–43.
2. *Пшеницын В И.* Эллипсометрия в физико-химических исследованиях / В. И. Пшеницын, М. И. Абаев, Н. Ю. Лызлов. Л.: Химия, 1986. 152 с.
3. *Горшков М. М.* Эллипсометрия. – Москва: Сов. радио, 1974. 200 с.
4. Accurate Ellipsometric Measurement of Refractive Index and Thickness of Ultrathin Oxide Film / Ayupov [et. al] // J. Electrochem. Soc. 2006. Vol. 153, iss.12. P. F277–F282.
5. *Семененко А. И., Семененко И. А*. О новых возможностях метода эллипсометрии, обусловленных "нулевой" оптической схемой: Эллипсометрия реальных поверхностных структур: 19. О выборе оптимального решения обратной задачи при исследовании сверхтонких поверхностных пленок // Научное приборостроение. 2010. Т. 20, № 4. С. 132–142.
6. Эллипсометрия подложки с наноразмерным поверхностным слоем / Д. В. Понкратов [и др.] // Известия Нац. акад. наук Беларуси. Сер. физ.-матем. наук. 2025. Т. 61, № 2. С. 128–138.

# О возможностях оптических методов в диагностике компонентного состава газовых смесей

**М. М. Кугейко, Л. А. Трусевич, И. Ю. Громыко**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: kugeiko@bsu.by*

В работе рассмотрены оптические методы определения компонентного состава газовых смесей. Показаны возможности метода решения обратных задач оптики рассеивающий сред на основе установления связей между измеряемыми сигналами и концентрацией парниковых газов в приземном слое атмосферы. Оценены перспективы метода для использования в локационных лазерных измерений.

***Ключевые слова:*** газовые среды, многокомпонентные газовые смеси, перекрытие спектральных линий, парниковые газы, регрессионный метод решения обратных задач, определение концентраций $H_2O$, $CO_2$ в атмосфере

# On the possibilities of optical methods in diagnosing the component composition of gas mixtures

**M. M. Kugeiko, L. A. Trusevich, I. Yu. Gromyko**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: kugeiko@bsu.by*

This paper examines optical methods for determining the component composition of gas mixtures. The potential of a method for solving inverse problems of scattering optics is demonstrated, based on establishing relationships between measured signals and greenhouse gas concentrations in the atmospheric surface layer. The method's potential for use in laser location measurements is assessed.

***Keywords:*** gaseous media, multicomponent gas mixtures, overlapping spectral lines, greenhouse gases, regression method for solving inverse problems, determination of H2O and CO2 concentrations in the atmosphere

Существует множество методов газового анализа: механические, акустические, тепловые, магнитные, электрохимические, полупроводниковые, масс-спектрометрические, оптические. Все эти методы, как правило, требуют отбора проб. А это и сложно, и приводит к дополнительным погрешностям определяемых величин. Такие методы используются, в основном, для однокомпонентных и бинарных газовых сред [1]. Из оптических методов на практике наибольшее применение получили абсорбционные, базирующиеся на измерении ослабления излучения контролируемой средой. С появлением лазеров данные методы получили дополнительные преимущества, поскольку им присущи такие достоинства, как высокая концентрационная чувствительность, оперативность, дистанционность, высокое пространственное разрешение. Особо следует выделить среди них метод

дифференциального поглощения [2]. Этот метод широко используется в средах с возможностью выделения центра и крыла линий поглощения газовых компонент.

Для многокомпонентных сред (при слабом перекрытии их спектральных линий, которое практически всегда присутствует) используются многоспектральные измерения (устанавливаются комбинации длин волн [2]), требующие решения обратной задачи. При этом задача нахождения концентрации газовых компонент из результатов измерений относится к классу некорректных математических, поскольку решение таких задач может быть неустойчивым по отношениям к малым вариациям (погрешностям) измеряемых данных, приводит к большим погрешностям в определении компонентного состава смеси [2].

Типично все алгоритмы решения обратных задач основаны на сравнении результатов измерения с функцией, описывающей связь регистрируемых сигналов с параметрами исследуемой среды, или же используют калибровочные модели, полученные заранее с использованием эмпирического (экспериментального) моделирования [2]. Находят такой набор параметров, при котором их разница будет минимальна. Решение обратной задачи существенно зависит 1) от типа выбранной физической модели среды и приближений; 2) от объема и качества априорной информации; 3) от размерности вектора неизвестных параметров и измеренных значений; 4) от погрешности измерений. Указанные особенности решения, с одной стороны, позволяют получать соответствующего качества решения (оценки), однако эти оценки весьма затратны по времени при больших размерностях вектора измерений; существенно зависят от величины погрешности, могут при решении получать физически неверные результаты (обнуления, отрицательные значения и др.); требуют правильного и тщательного выбора физической модели и приближений [2, 3]. Имея начальное приближение, решать обратную задачу можно с использованием методов Ньютона, Ньютона–Рафсона, Левенберга–Марквардта и др. [3]. Однако при использовании этих методов необходимо оперировать большими массивами спектроскопических данных. К тому же получаемое решение, как правило, включает много итераций. Все это снижает оперативность обработки экспериментальных данных и делает практически невозможным определение концентраций газов во время проведения эксперимента (режим реального времени).

Методы же регуляризации Тихонова [3], используемые для решения некорректных обратных задач, требуют дополнительной информации по выбору параметра регуляризации, от установления которого зависит точность определяемых параметров. Однако в случае сильного зашумления данных, слабого поглощения газовых компонент используемая система уравнений является плохо обусловленной. Для нее даже метод регуляризации не гарантирует приемлемого решения.

Задача контроля многокомпонентных газовых сред еще больше усложняется, когда их спектральные линии сильно перекрываются. В этом случае использование выбранных спектральных каналов измерения, соответствующих линиям поглощения исследуемых компонент, требует учета вклада их перекрытия [4]. Если при этом проводить спектральные измерения при большом наборе

спектральных каналов, то для решения данной задачи используются инверсные методы, комбинирующие математический алгоритм решения обратной задачи и один из методов расчета переноса излучения в среде (наиболее точный из них метод Монте Карло). Используемые численные методы расчета характеристик поля рассеянного или проходящего через среду излучения либо не обеспечивают необходимой для практики точности, либо требуют больших вычислительных затрат (как, например, метод Монте Карло) и поэтому исключают возможность оперативной интерпретации спектральных измерений. Кроме того, для устойчивого решения обратной задачи необходимо чтобы количество спектральных каналов регистрации излучения в несколько раз превышало количество модельных параметров [4], что еще больше затрудняет интерпретацию экспериментальных данных в режиме реального времени.

На кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники факультета радиофизики и компьютерных технологий БГУ разработан регрессионный метод решения обратных задач оптики рассеивающих сред, в котором искомые параметры среды определяются через установление статистической связи с измеряемыми характеристиками [5–7]. Использовался для решения задач контроля аэрозольных загрязнений атмосферы [5], в не инвазивной диагностике биообъектов [6]. Данный метод использовался для диагностики газовых сред в условиях перекрытия спектральных линий компонентного состава [7], Возможности данного метода оценивались нами для определения водяного пара и углекислого газа в атмосфере по спектральным измерениям поглощения в диапазоне 2640–2840 нм, в котором существует сильное перекрытие их линий поглощения (для тех же условий что и для атмосферных ситуации, когда давления $P$ и температуры $T^0$K фиксируются).

Установлены коэффициенты линейной регрессии для $M_k$ –концентрации $k$-ой газовой компоненты ($H_2O$, $CO_2$) на длине волны $\lambda_i$;

$$M_{k,P,T^0K} = a + \sum_{m=1}^{N} b_m C_m$$

для значений температур в интервале 253–293 K и давления 1 атм.

Численное значение $a$, $b_m$ определяются путем расчета главных компонент $C_m$, для всех реализаций $I(\lambda_i)$, каждой из которых соответствует конкретное значение $M_{k,P,T^oK}$, и использовании метода наименьших квадратов для аппроксимации статистической связи между $C_m$ и $M_{k,P,T^oK}$. Их значения приведены в таблице.

| | $H_2O$ | $CO_2$ |
|---|---|---|
| $a$ | –0.004 | 0,0368 |
| $b_1$ | 0,0161 | –0.0010 |
| $b_2$ | –0.0200 | 0,0258 |

Для получения главных компонент и коэффициентов регрессии было проведено моделирование процесса поглощения на основе данных из базы HITRAN, которая служит инструментом для расчета поглощения света в газовых средах, включая атмосферу [8]. Рассчитывались величины поглощения $I(\lambda_i)$ в диапазоне 2640 – 2840 нм с шагом 20 нм для случайных значений концентраций паров $H_2O$ и $CO_2$ из диапазона от 0,1 % до 5 % для $H_2O$ и от 0,2 % до 3 % для $CO_2$. Измерительная база задавалась длиной 10 м. Погрешности восстановления составили для массовых концентраций паров $H_2O$ и $CO_2$ составляют соответственно единицы процентов.

Это требует использования довольно большого количества спектральных линий и спектрометрической аппаратуры, что, в свою очередь, вносит существенные погрешности в измерительную информацию, а, значит, и в определяемые из нее концентрации компонентного состава газовых смесей. Кроме того, необходимость использования спектральной аппаратуры усложняет процесс измерений, особенно в реальных атмосферных условиях, где требуется защита ее оптических элементов от загрязнений и влаги, делает измерительную аппаратуру менее эксплуатационно устойчивой, более дорогостоящей. Для определения концентраций газового состава биообъектов этот способ эффективен при измерениях поглощения оптического излучения в локальном объеме (базисным методом). Однако, этот способ не позволяет определять концентрации парниковых газов (паров $H_2O$ и $CO_2$) локационными методами (на разных высотах и расстояниях в атмосфере), поскольку требуется использование источников излучения (лазеров) с линиями излучения, разнесенными на ширину спектрального разрешения спектрометра $\Delta\lambda$. В настоящее время не существует лазерных источников в используемом спектральном диапазоне с линиями излучения, отличающимися на $\Delta\lambda$ (как это требуется в рассматриваемом способе).

Актуальной является разработка локационного метода измерения концентраций компонентного газового состояния атмосферы, парниковых газов в атмосфере ($CO_2$ и паров $H_2O$), методов контроля газового состава крови и анализа концентрации газов во вдыхаемой и выдыхаемой газовой смеси, на основе регрессионного подхода решения обратных задач оптики рассеивающих сред в условиях перекрытия спектральных линий поглощения их компонентного состава.

Для локационного метода это возможно без использования большого количества спектральных линий и спектрометрической аппаратуры. При этом интерпретация измерительной информации не будет требовать выполнения каких-либо условий или использования дополнительной информации о состоянии исследуемого объекта. Вследствие этого повысится также эксплуатационная устойчивость измерительной системы, точность измерения концентрации паров $H_2O$ и $CO_2$ (как в атмосфере, так и в выдыхаемом человеком воздухе), упростится процесс измерений. К тому же, регрессионный метод позволяет определять количественное содержание компонентов оперативно (в реальном масштабе времени), поскольку расчет концентраций с использованием устанавливаемых связей

(аналитических выражений) между определяемыми и измеряемыми величинами не представляет вычислительных сложностей.

Таким образом, для определения количественных значений концентрации каждого компонента газовой смеси рассматриваемым методом не требуется сравнений результатов измерения с функцией, описывающей связь (расчет) регистрируемых сигналов с параметрами исследуемой среды, использования калибровочных сравнительных моделей. При расчете величины поглощения учитываются все перекрытия спектральных линий с учетом их уширения при разных температурах и давлении, что позволяет использовать метод в многокомпонентных средах с сильно перекрывающимися спектральными линиями. Более того, устанавливаемые регрессионные соотношения устойчивы к погрешностям измерительной информации, поскольку при получении их эти погрешности накладываются на рассчитываемые величины поглощения. На основе регрессионного метода решения обратных задач оптики рассеивающих сред возможно создание новых, легко автоматизируемых систем оперативного лабораторного медицинского анализа, экологического мониторинга состояния и загрязнений атмосферы, в том числе и парниковыми газами.

### Библиографические ссылки


1. *Фираго В. А*. Контроль газового состава сред методами лазерной и светодиодной абсорбционной спектроскопии / В. А. Фираго, И. С. Манак, В. Вуйцик – Мн.: Акад. Упр. при Президенте Республики Беларусь, 2006. 303 с.
2. *Межерис Р.* Лазерное дистанционное зондирование. – М.: Мир, 1987. 550 с.
3. *Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.* Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979. 288 с.
4. *Городничев В. А.* Разработка методов и оптико-электронных средств лазерного оперативного контроля многокомпонентных газовых смесей составляющих ракетных топлив и других токсичных веществ. Докторская диссертация. 2009. 308 с.
5. *Кугейко М. М., Лысенко С. А.* Лазерная спектронефелометрия аэродисперсных сред. – Минск: БГУ, 2012. 208 с.
6. *Лысенко С. А.* Методы оптической диагностики биообъектов. Минск: БГУ, 2014. 232 с.
7. *Кугейко М. М.* Обратные задачи оптики рассеивающих сред. Минск: БГУ, 2024. 304 с.
8. HITRAN Application Programming Interface (HAPI): A comprehensive approach to working with spectroscopic data / R. V. Kochanov [et al.] // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2016. Vol. 177. P. 15–30.

# Обратные задачи в лазерной диагностике и спектроскопии

**М. М. Кугейко**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: kugeiko@bsu.by*

Рассмотрен новый подход в решении обратных задач оптики рассеивающих сред – на основе установления регрессионных соотношений между измеряемыми оптическими параметрами и определяемыми микрофизическими характеристиками аэродисперсных и газовых сред, форменных элементов крови, структурно–морфологическими параметрами кожи и слизистых человека, а также на основе апроксимационных функций для потоков многократного рассеяния излучения кровью, биотканями. Оценена эффективность методов и систем оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред на основе данного подхода.

***Ключевые слова*:** обратные задачи оптики рассеивающих сред, аэродисперсные и газовые среды, биобъекты, форменные элементы крови, оптические характеристики, регрессионный метод решения обратных задач.

# Inverse problems in laser diagnostics and spectroscopy

**M. M. Kugeiko**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: kugeiko@bsu.by*

A new approach to solving inverse problems of optics of scattering media is considered – based on the establishment of regression relations between measured optical parameters and determined microphysical characteristics of aerodisperse and gas media, structural and morphological parameters of human skin and mucous membranes, as well as approximation functions for multiple scattering radiation fluxes of blood and biotissues. The efficiency of methods and systems of optical-physical diagnostics of inhomogeneous scattering media based on this approach is evaluated.

***Keywords*:** inverse problems of optics of scattering media, aerodisperse and gaseous media, biobjects, blood form elements, optical characteristics, regression method for solving inverse problems.

## Введение

Практически все оптико-физические измерения относятся к классу косвенных, состоящих в определении искомого значения физической величины на основании результатов прямых измерений других физических величин, функционально связанных с искомой величиной. Во всех случаях задача интерпретации получаемой косвенной информации является многопараметрической и часто некорректной обратной задачей. Для решения таких задач требуется использование априорной информации об объекте исследования. Практически всегда, особенно для локационных систем, такая информации не известна, а получение ее требует проведения дополнительных измерений (в диагностике, например, атмосферы, биообъектов и т. п. это трудно осуществимо). Некорректность здесь проявляется также в чрезвычайно сильной зависимости решения от погрешности измерений, что требует решении

проблемы проведения калибровочных измерений с высокой точностью. Для многих случаев это является более сложным, чем создание самой измерительной системы.

Количество требуемой априорной информации существенно уменьшается при использовании регуляризирующих алгоритмов А. Н. Тихонова. В то же время, при этом требуется подбор параметров регуляризации, от которых зависит точность восстановления определяемых параметров. Методы регуляризации, к тому же, теряют устойчивость при неточном подборе параметров регуляризации.

Необходимость использования априорной информации, допущений об исследуемом объекте в настоящее время, например, не позволила метрологически аттестовать лазерно-локационные системы в создаваемых глобальных сетях (мировой, европейской, СНГ, РБ) мониторинга загрязнений окружающей среды (из-за невозможности знания состояния атмосферы вследствие ее неустойчивости), систем неинвазивной оптической диагностики биофизических параметров биообъектов и т. д.

Задача количественной оценки определяемых параметров объектов обычно реализуется в два этапа. На первом этапе определяются оптические параметры объекта из получаемой измерительной информации (обычно путём сравнения экспериментальной и расчетной, в рамках модели переноса и взаимодействия света). Для обеспечения необходимой для практики точности требуется использование методов теории переноса излучения не использующих различные приближения о доминирующем процессе взаимодействия, что, в свою очередь, требует больших вычислительных затрат и, поэтому, исключает возможность интерпретации экспериментальных данных в режиме реального времени (например, при использовании наиболее точного метода Монте–Карло (МК).

В связи с вышеизложенным, для оптико-физических измерений необходима разработка методов и систем в рамках концепции «безаприорности», сущность которой – максимальное исключение априорной информацию или допущения об исследуемом объекте, решение проблемы калибровки (максимальном исключении влияния аппаратурных параметров, среды на результаты измерений), а также нового подхода в решении обратных задач, получение информации в режиме реального времени.

## 1. Сущность регрессионного подхода к решению обратных задач оптики рассеивающих сред

Рассматривается разработанный регрессионный подход к решению обратных задач оптического зондирования рассеивающих сред (атмосферы, биологических объектов), заключающийся в извлечении из регистрируемых оптических сигналов линейно-независимых компонент, как проекций сигналов на пространство из собственных векторов их ковариационной матрицы, и определении искомых параметров среды на основе их устойчивых регрессионных связей с линейно-независимыми компонентами сигналов (см. рисунок) [1–3].

Использование в регрессиях линейно-независимых величин соответствует извлечению из исходных (обращаемых) данных «полезного сигнала» и отбрасыванию «шума», что позволяет строить решения обратных задач, устойчивые к случайным «возмущениям» этих данных. Вышеотмеченные собственные векторы и

регрессионные решения обратных задач получают путем статистического моделирования оптических сигналов при максимальной вариативности параметров среды, влияющих на процесс переноса в ней излучения. В последующем это позволяет выполнять оперативную обработку измеряемых оптических сигналов без решения уравнения переноса излучения, доопределения и регуляризации обратной задачи.

Функциональная схема регрессионного подхода

Оптимальная размерность собственного базиса ковариационной матрицы обращаемых данных, используемого для их разложения на линейно-независимые компоненты, определяется на основе замкнутых численных экспериментов по восстановлению параметров среды из характеристик ее светорассеяния. Для этого первоначально на основе смоделированного ансамбля реализаций вектора измерений **r** формируется «тестовый» ансамбль, в котором каждая реализация **r** получена путем наложения на компоненты исходного вектора **r** случайных отклонений в пределах погрешности измерений **δr**. Далее перебираются все реализации «тестового» ансамбля и для каждой из них осуществляется решение обратной задачи по формулам регрессии между модельными параметрами **x** и линейно-независимыми величинами, составленными из компонентов **r**. Получаемые в итоге значения модельных параметров $\mathbf{x}^*$ сравниваются с их фактическими значениями **x**, и рассчитываются погрешности их восстановления. В соответствии с этим выбирается количество линейно-независимых компонентов обращаемых данных при заданной погрешности измерений и характеристики светорассеяния среды, по которым можно наиболее точно определять конкретные параметры среды в условиях априорной неопределенности всех других. Это также позволяет оценить информативность измеряемых данных, получить представление о теоретически достижимой точности восстановления из них параметров среды, исследовать влияние количества и точности оптических измерений на точность решения обратной задачи.

## 2. Возможности регрессионного подхода

В монографиях [1–3] продемонстрированы возможности регрессионного подхода к планированию экспериментов по оптическому зондированию рассеивающих сред, включающие анализ информативности спектральных коэффициентов ослабления и направленного светорассеяния разбавленной крови, форменных элементов крови, аэрозолей естественного и антропогенного происхождений, газовых компонент в условиях перекрытия их спектральных линий, выбраны длины волн оптического зондирования и углы приема рассеянного излучения, оптимальные для определения микрофизических параметров эритроцитов и аэрозолей (показателя преломления, счетной и объемной концентраций, характеристик распределения частиц по размерам), получены соответствующие множественные регрессии, позволяющие определять искомые микрофизические параметры в широких пределах их вариаций без решения некорректных обратных задач.

Установлены оптико–микроструктурные регрессионные соотношения для аэрозолей естественного и антропогенного происхождения, представляющие большой интерес для практического применения при лазерно-локационном и спутниковом мониторинге окружающей среды и контроле технологических процессов [1, 3]. На этой основе разработаны методы, использующие предварительно полученные аналитические выражения, связывающие определяемые параметры среды или объекта с их спектрально–пространственными характеристиками. Методы является основой для создания нового поколения лазерно–локационных систем, использующих минимальное количество априорной информации, дополнительных измерений, калибровочных процедур.

Разработан способ определения концентраций компонентного состава газовых смесей в условиях перекрытия их линий поглощения на основе измерения спектральных значений коэффициентов поглощения светового излучения. Оценена эффективность и показано, что точностные характеристики способа на основе регрессионного подхода решения обратных задач в условиях перекрытия спектральных линий газовый компонент исследуемой среды [3] составляют единицы процентов.

На основе оптических моделей кожи и слизистых оболочек человека, а также метода Монте-Карло (МК) для решения уравнения переноса в них излучения получены устойчивые регрессионные решения обратных задач спектроскопии биотканей с пространственным разрешением, позволяющие определять оптические (коэффициент поглощения, транспортный коэффициент рассеяния, фактор анизотропии индикатрисы рассеяния) и структурно-морфологические (концентрации меланина, общего гемоглобина и билирубина в ткани; степень оксигенации крови; средний диаметр кровеносных сосудов; концентрация и размер рассеивателей) параметры тканей напрямую из сигналов их обратного рассеяния (ОР), регистрируемых на основе волоконно-оптической техники с пространственным разнесением каналов посылки и приема излучения [2, 3].

Оценены погрешности восстановления параметров биотканей, вызванные статистическим разбросом самих параметров и погрешностями оптических измерений. Совместная обработка спектральных и пространственных характеристик ОР ткани с

использованием полученных регрессий позволяет в 2–3 раза уменьшить погрешность восстановления оптических параметров (ОП) ткани по сравнению результатами их восстановления только из спектральных или только из пространственных характеристик ОР.

Предложено решение обратной задачи реконструкции двумерных распределений структурно-морфологических параметров (СМП) тканей человека по их мультиспектральным изображениям [2, 3]. Для устранения влияния неравномерной освещенности и геометрии съемки ткани на результаты восстановления ее параметрических карт используются изображения ткани, нормированные на один из своих спектральных слоев. Обратная задача состоит в восстановлении СМП ткани из спектральных значений каждого пиксела нормированного изображения. Для ее решения используются регрессионные соотношения, предварительно полученные на основе репрезентативной выборки спектра диффузного отражения (ДО) среды, моделирующей исследуемую ткань.

Разработаны методы определения микрофизических параметров (МФП) популяций нативных эритроцитов на основе установления устойчивых регрессионных соотношений между определяемыми МФП и измеряемыми оптическими характеристиками [3]. Следует отметить, что расчет оптических характеристик для установления регрессионных соотношений устанавливался для математической модели эритроцитов в виде двояковогнутого дискоида и использование модифицированного метода дискретных диполей (МДД).

Отмеченный выше регрессионный подход к количественному анализу характеристик светорассеяния биологических тканей позволят с успехом решать широкий круг практических задач, и обладает рядом важных достоинств [2, 3]. Во-первых, он позволяет в реальном масштабе времени обрабатывать экспериментальные данные и вести непрерывный мониторинг параметров исследуемого объекта, например, во время хирургических операций, терапевтических процедур или в ходе проведения эндоскопического обследования. Во-вторых, регрессионный метод дает возможность определять искомые параметры ткани в тех случаях, когда объем экспериментальных данных не достаточен для использования строгих математических методов решения некорректных обратных задач. И наконец, интерпретация экспериментальных данных на основе предварительно построенных регрессионных соотношений не требует привлечения сложных алгоритмов и компьютерных кодов, а также больших затрат вычислительных ресурсов, что позволяет в реальном времени обрабатывать большие объемы экспериментальных данных.

В то же время, регрессионный метод не позволяет выполнять тонкий анализ характеристик светорассеяния ткани, например, выявлять в них особенности, обусловленные малыми вариациями компонентного состава крови. В частности, это относится к содержанию дисгемоглобинов в крови (карбокси-, мет- и сульфгемоглобина), спектры поглощения которых существенно перекрывается с аналогичными спектрами основных форм гемоглобина (окси- и деоксигемоглобина). Малые вариации спектра ОР ткани, обусловленные вариациями гемоглобинного состава, в значительной степени усредняются по статистическому материалу, используемому для получения регрессий, что делает регрессионный метод слабо чувствительным к

концентрации каждой конкретной формы гемоглобина в условиях их общей вариативности. В этих условиях значительно более высокая точность оценки искомых параметров может быть достигнута путем измерений спектра ОР ткани с высоким спектральным разрешением и последующего решения обратной задачи, заключающейся в моделировании теоретического спектра по отношению к экспериментальному путем подбора модельных параметров [2, 3]. Высокое спектральное разрешение исходных данных обеспечивает устойчивость обратной задачи к погрешностям оптических измерений и устраняет неоднозначность ее решения в рамках используемой модели биоткани. Сложность здесь заключается в адекватном теоретическом расчете характеристик ОР ткани.

Расчет оптических сигналов, измеряемых при помощи волоконно-оптических датчиков, осуществляется с использованием диффузионного приближения (ДП) теории переноса излучения, Монте–Карло (МК) или заранее построенных «look-up» таблиц (расчетных или эмпирических). ДП далеко не всегда обеспечивает требуемую точность и накладывает ряд ограничений на геометрию схемы измерений рассеянного тканью излучения и используемый спектральный диапазон. Метод МК не имеет подобных ограничений и позволяет рассчитывать пространственные характеристики световых полей в среде с учетом ее многослойного строения, конечного размера падающего пучка и отражения света от границ среды. Однако при всех неоспоримых достоинствах метода МК он требует больших затрат машинного времени, что существенно затрудняет его практическое использование. Сокращение времени расчетов может быть достигнуто путем установления связей (аналитических или аппроксимационных) между оптическими параметрами среды и регистрируемыми сигналами.

Получены аппроксимационные выражения для расчета спектра диффузного пропускания кюветы с цельной кровью в зависимости от биохимического состава крови и морфологических параметров эритроцитов, а также для расчета спектрально-пространственных характеристик ДО и ОР кожи, слизистых оболочек в зависимости от их оптических и структурных параметров, проведен анализ эффективности использования полученных выражений для решения обратных задач оптики биотканей [2]. Особо следует отметить разработанные аппроксимационные аналоги метода МК для быстрых расчетов характеристик переноса излучения в однородной и двухслойной многократно рассеивающих средах с погрешностью в единицы процентов.

### Библиографические ссылки


1. *Кугейко М. М., Лысенко С. А.* Лазерная спектронефелометрия аэродисперсных сред. – Минск: БГУ, 2012. 208 с.
2. *Лысенко С. А.* Методы оптической диагностики биологических объектов. – Минск: БГУ, 2014. 232 с.
3. *Кугейко М. М.* Обратные задачи оптики рассеивающих сред. – Минск: БГУ, 2024. 304 с.

# Исследование коэффициента асферичности формы индикатрисы рассеяния диэлектрических цилиндров конечной длины

**В. А. Ковтун-Кужель, А. П. Самородов, М. Д. Буклага, Д. В. Хацук**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь*
*e-mail: vkovtun@grsu.by*

Исследовано изменение коэффициента асферичности формы индикатрисы рассеяния при влиянии оптико-геометрических параметров данной частицы на ее степень диффузности.

***Ключевые слова:*** конечный цилиндр, электродинамическое взаимодействие, дифракционный параметр.

# Research of the asphericity coefficient of the scattering phase function shape of finite dielectric cylinders

**V. A. Kovtun-Kuzhel, A. P. Samarodau, M. D. Buklaha, D. V. Khatsuk**

*Yanka Kupala Grodno State University, Grodno, Belarus; e-mail: kovtun@grsu.by*

The change in the asphericity coefficient of the scattering phase function shape under the effect of the opto-geometric parameters of a given particle on its degree of diffuseness has been researched.

***Keywords:*** finite cylinder, electrodynamic coupling, the diffraction parameter.

## Введение

Значительные перспективы в развитии элементной базы оптики, лазерной физики и радиофизики связывают с использованием дисперсных частично-упорядоченных структур, в которых масштаб упорядоченности определяет характерные проявления коллективных электродинамических взаимодействий [1].

В настоящей работе мы рассмотрели ансамбль из конечного числа одинаковых цилиндров, оси которых ориентированы вдоль направления распространения падающего света, то есть вдоль оси OZ. Шесть цилиндров располагаются симметрично по окружности диаметром $D = 2R + d$, центр которой определяется положением центрального цилиндра (рис. 1).

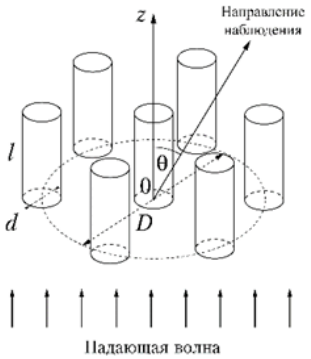



*Рис. 1.* Гексагональный мультимер из одинаковых цилиндров

Такой тип мультимера воспроизводит топологию элементарных ячеек для систем с сотовой структурой и гексагональной симметрией.

## 1. Метод расчета

Формализм объемного интегрального уравнения (ФОИУ) базируется на интегральном представлении поля в любой точке пространства как вне, так и внутри частицы [2]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_1) = \mathbf{E}^{\text{in}}(\mathbf{r}_1) + k^2/(4\pi) \iiint [m^2(\mathbf{r}_2) - 1]\mathbf{E}(\mathbf{r}_2)\mathbf{G}^{\mathbf{0}}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)d^3\mathbf{r}_2, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля в рассматриваемой точке; $\mathbf{E}^{\text{in}}$ – напряженность электрического поля падающей волны; $m$ – комплексный показатель преломления частицы; $k$ – волновой вектор.

Процедура перехода от интегрирования по всей рассматриваемой области к суммированию предполагает представление этой области в виде ансамбля элементарных ячеек одинаковой кубической формы. Конечный вклад вносят ячейки с относительным показателем преломления, отличным от единицы. Показатель преломления вещества и электрическое поле внутри каждой элементарной ячейки считаются постоянными. Уменьшение объема элементарных ячеек увеличивает точность расчета характеристик частицы.

Будем далее рассматривать систему, состоящую из семи одинаковых диэлектрических цилиндров конечной длины $l$ с диаметром $d$. Расположим оси цилиндров параллельно оси OZ и будем считать, что падающая на цилиндры линейно-поляризованная вдоль оси OY волна распространяется также вдоль оси OZ. Поместим центр первого цилиндра в начало декартовой системы координат, а центры других разместим с радиусом 100 нм. Как уже упоминалось, решение уравнения (1) позволяет найти напряженности электрического поля в каждой элементарной ячейке исследуемого объекта. Когерентное переоблучение между диэлектрическими цилиндрами, составляющими рассматриваемую систему, приводит к тому, что картина распределения полей внутри каждой из семи взаимодействующих частиц отличается от случая, когда эти частицы рассеивают излучение независимо друг от друга и взаимодействие между ними отсутствует. После определения напряженности электрического поля в каждой элементарной ячейке можно найти соответствующие ортогональным поляризациям амплитудные функции рассеяния $S_1(\theta)$ и $S_2(\theta)$ для интересующих нас объектов.

Расчет индикатрис рассеяния $I(\theta)$ из амплитудных функций рассеяния проводился далее с использованием соотношения $I(\theta)=|S(\theta)|^2/\pi\rho^2 Q_{sca}$, где $Q_{sca}$ и дифракционный параметр $\rho$ соответствуют рассматриваемому объекту.

## 2. Обсуждение результатов исследования

Для количественного сравнения изменения степени диффузности индикатрисы при изменении оптико-геометрических параметров цилиндра использовали коэффициент асферичности формы индикатрисы рассеяния $\alpha$, определяемый как отношение интенсивности рассеяния в направлении вперед к интенсивности рассеяния под углом 45°: $\alpha = I(0)/I(45°)$ [3]. Была проанализирована зависимость этого коэффициента от обобщенного поперечного дифракционного параметра

$\delta_d = 2\rho_d(n_{отн} - 1)$ для цилиндров с показателями преломления 1.33; 1.65; 1.73. Показатель преломления окружающей среды $n = 1$. Исследования проводились при длине волны падающего излучения равной $\lambda = 300$ нм.

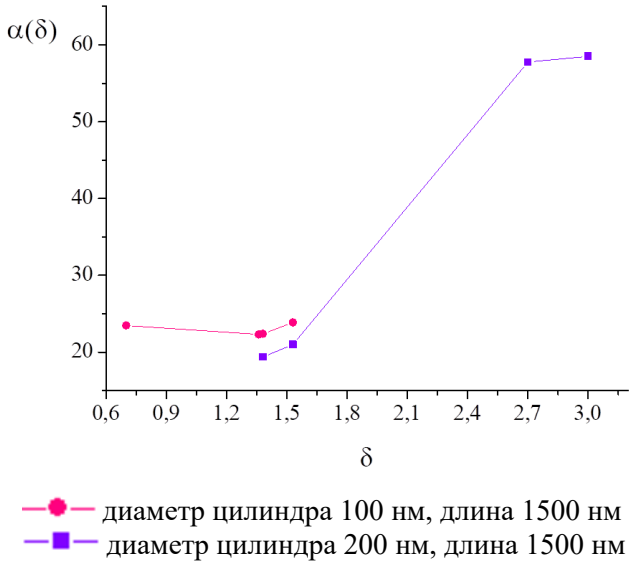



*Рис. 2.* Коэффициент асферичности формы индикатрисы рассеяния

Результаты проведенной оценки параметра α для области изменения обобщенного дифракционного параметра $\delta_d$ 0.7–3.1 приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, в области значений $\delta_d$ 0.7–1.6 коэффициент асферичности формы индикатрисы рассеяния α примерно постоянен и лишь незначительно изменяется в пределах 20–24. При дальнейшем увеличении $\delta_d$, которое в нашем случае осуществлялось за счет увеличения поперечных размеров цилиндра, величина коэффициента асферичности формы индикатрисы рассеяния быстро возрастает и достигает для $\delta_d = 3.1$ величины $\alpha = 60$.

## Заключение

Проведенные численные исследования показывают, что осевое отношение значительно влияет на степень диффузности индикатрисы рассеяния цилиндра конечной длины.

## Библиографические ссылки


1. *Ковтун-Кужель, В. А.* Влияние топологии системы конечных диэлектрических цилиндров на диаграммы направленности излучения СВЧ диапазона / В. А. Ковтун-Кужель, Д. В. Хацук, А. П. Самородов // ОПТО-, МИКРО- И СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА – 2018: сб. науч. трудов I междунар. науч.-техн. конф., 22–26 окт. 2018 г. / Нац. академия наук Беларуси; редкол.: Н.С. Казак (гл. ред.) [и др.]. Минск: Ин-т физики НАН Беларуси, 2018. С. 214–217.
2. *Ковтун-Кужель В. А.* Рассеяние электромагнитных волн в пространственно-упорядоченных структурах диэлектрических цилиндров конечной длины : дис. … канд. физ.-мат. наук : 01.04.05 / В. А. Ковтун-Кужель. Минск, 2019. 128 с.
3. *Шаповалов, К. А.* Рассеяние света частицами цилиндрической формы в приближении Рэлея-Ганса-Дебая. 1. Строго ориентированные частицы // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17, № 4. С. 350–353.

# ИК система контроля газовых выбросов вредных веществ судовыми энергетическими установками

**В. А. Туркин[1)], В. Е. Привалов[2)], В. Г. Шеманин[1)]**

*[1)] Государственный морской университет им. адмирала Ф. Ф. Ушакова, Новороссийск, Россия email: turvla@mail.ru, vshemanin@mail.ru*
*[2)] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия email: vaevpriv@yandex.ru*

Представлены результаты экспериментальных исследований ИК системы для мониторинга молекул алканов в газовом сырье и получения зависимости оптической плотности газового сырья на длине волны 3,39 мкм от концентрации исследуемых молекул для автоматизации технологических процессов в условиях транспортировки на газовозе. Полученные результаты позволяют использовать ИК систему для измерения концентрации метана с относительной погрешностью 25 %.

***Ключевые слова*:** мониторинг, алканы, молекулы, концентрация, инфракрасная система, судовые энергетические установки.

# IR control system for gas emissions of harmful substances by marine power plants

**V. A. Turkin[1)], V. E. Privalov[2)], V. G. Shemanin[1)]**

*[1)]Admiral Ushakov Maritime State University, Novorossiysk, Russia email: turvla@mail.ru, vshemanin@mail.ru*
*[2)]Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, St.Petersburg, Russia email: vaevpriv@yandex.ru*

The results of experimental studies of an IR system for monitoring alkane molecules in gas raw materials and obtaining the dependence of the optical density of gas raw materials at a wavelength of 3.39 μm on the concentration of the studied molecules for automating technological processes during transportation on a gas carrier are presented. The results obtained in this work make it possible to use an IR system to measure methane concentrations with a relative error of 25 %.

***Keywords:*** monitoring, alkanes, molecules, concentration, infrared system, marine power plants.

## Введение

Наиболее опасными компонентами отработавших газов судовых энергетических установок являются оксиды азота, серы и углерода. Но использование сегодня морскими судами в качестве топлива сжиженного природного газа (СПГ) или метана приводит к уменьшению выбросов молекул $CO_2$, $NO_x$, $SO_2$ и твердых частиц. Однако в этом случае недостатком является выброс остатков газового топлива, не полностью сгоревшего в двигателях. Для мониторинга этих выбросов предлагается использовать измерение концентрации этих молекул в газо-воздушной среде по поглощению ими ИК излучения в средней части ИК диапазона.

Измерение концентрации молекул алканов по спектрам ИК поглощения в многокомпонентных газовых смесях распространено в областях промышленности, где используется углеводородное сырье [1]. А измерение концентрации молекул метана в газовом сырье является приоритетной задачей разработки соответствующего газоаналитического оборудования в связи с перевалкой этого сырья метановыми газовозами [1]. Поэтому создание автоматизированных систем для регистрации уровней концентрации молекул метана напрямую связано с технологическими процессами на газовозах и техносферной безопасностью их обслуживания на береговых промышленных объектах.

Самыми распространенными в этой области являются детекторы, работающие на поглощении инфракрасного излучения исследуемым газом [2–4]. Но газоаналитическое оборудование для измерения концентрации молекул алканов в газовом сырье в широком диапазоне концентраций с относительной погрешностью не более 25 % и уменьшенными массогабаритными показателями отсутствует [5]. Поэтому целью настоящей работы являются экспериментальные исследования светодиодной ИК системы для получения зависимости оптической плотности газового сырья на длине волны 3,39 мкм от концентрации алканов для автоматизации технологических процессов транспортировки на газовозе.

## 1. Параметры молекул

Параметры молекул NO, $NO_2$, $N_2O_5$, $SO_2$, CO, $CO_2$ и алканов от метана до гексана – $CH_4$, $C_2H_6$, $C_3H_8$, $C_4H_{10}$, $C_5H_{12}$, $C_6H_{14}$ приведены в таблице [6–11].

**Основные параметры всех исследуемых молекул**

| № п/п | Молекула | ν, $см^{-1}$ | λ, мкм | Сечение ИК поглощения ε,$10^{18}$ $см^2$ [12] | ПДК, $мг/м^3$ – $см^{-3}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | Оксид азота – NO | 1917,5 | 5,215 | 0,67 | $0,4 – 7,8 \cdot 10^{12}$ |
| 2 | Диоксид азота – $NO_2$ | 1605,4 | 6,229 | 2,68 | $0,2 – 6 \cdot 10^{12}$ |
| 3 | Пента оксид азота – $N_2O_5$ | 1762,0 | 5,675 | - | $0,2 – 1,1 \cdot 10^{12}$ |
| 4 | Диоксид серы – $SO_2$ | 2499,1 | 4,001 | 0,02 | $0,5 – 4,7 \cdot 10^{12}$ |
| 5 | Оксид углерода – CO | 2123,7 | 4,709 | 2,8 | $5,0 – 1,1 \cdot 10^{14}$ |
| 6 | Диоксид углерода – $CO_2$ | 2349,3 | 4,257 | - | $27000 – 3,7 \cdot 10^{17}$ |
| 7 | Метан – $CH_4$ | 2914,5 | 3,391 | 0,6 | $7000 – 2,6 \cdot 10^{17}$ |
| 8 | Этан – $C_2H_6$ | 2954 | 3,348 | 1,14 | $50 – 5,0 \cdot 10^{15}$ |
| 9 | Пропан – $C_3H_6$ | 2886 | 3,370 | 0,8 | $300 – 4,3 \cdot 10^{15}$ |
| 10 | Бутан – $C_4H_{10}$ | 2890 | 3,372 | - | $200 – 2,1 \cdot 10^{15}$ |
| 11 | Пентан – $C_5H_{12}$ | 2885 | 3,370 | - | $100 – 8,4 \cdot 10^{14}$ |
| 12 | Гексан – $C_6H_{14}$ | 2886 | 3,369 | 1,72 | $60 – 4,2 \cdot 10^{14}$ |

Анализ спектров ИК поглощения молекул оксидов из [6, 9] и молекул алканов из спектральных библиотек [7–9] показал, что из-за значительного различия в волновых числах максимумов их полос ИК поглощения есть возможность для количественного анализа алканов в газовом сырье. Однако полосы ИК поглощения

алканов имеют близкие значения волновых чисел и при условии, что содержание метана в сырье превышает 99 %, будем рассматривать его концентрацию как долю всех алканов в этом сырье. В исследуемом газовом сырье для количественных расчетов используется закон Бугера-Ламберта-Беера [9] в виде $D = \varepsilon Nl = ln\ (I_0/I)$ – оптическая плотность; ε – сечение поглощения молекулы, $l$ – толщина поглощающего слоя и $N$ –концентрация молекул.

## 2. Экспериментальные исследования светодиодной ИК системы

В работе [5] было предложено для мониторинга выбросов алканов при хранении и транспортировке в газовозе использовать ИК систему для измерения концентрации газовых молекул в смеси в реальном времени.

Для измерения концентрации исследуемых алканов в газовом сырье при хранении, транспортировке и других технологических операциях был разработана ИК система, работающая в средней области спектра ИК поглощения. Метод измерения оптической плотности газовой среды в инфракрасном диапазоне для определения концентрации алканов реализован в двухлучевой схеме [5] с применением полупроводниковых диодов – светодиода LED34 в качестве излучателя на длине волны 3,39 мкм и двух фотодиодов PD34WB в качестве фотоприемников в измерительном и опорном каналах производства IoffeLed (Санкт-Петербург, РФ).

Длина волны излучателя равна 3,4 мкм (2949 см$^{-1}$) с полушириной 0,3 мкм [5, 10]. Длина волны максимума полосы поглощения валентных С-Н колебаний молекул метана, который составляют 99 мол.% смеси, практически совпадает с данной длиной волны излучателя. Такая схема ИК системы реализована в одном измерительном объеме с длиной трассы 43 мм и имеет компактные габариты за счет минимального расстояния от излучателя до фотодиода опорного канала. По измеренным значениям напряжений с фотодиода измерительного канала были рассчитаны значения оптической плотности $D$ газовой смеси для разных значений концентрации метана в смеси. Эта зависимость оптической плотности выглядит практически линейной в области концентраций от 20 до 80 об. %, как на рис. 1.

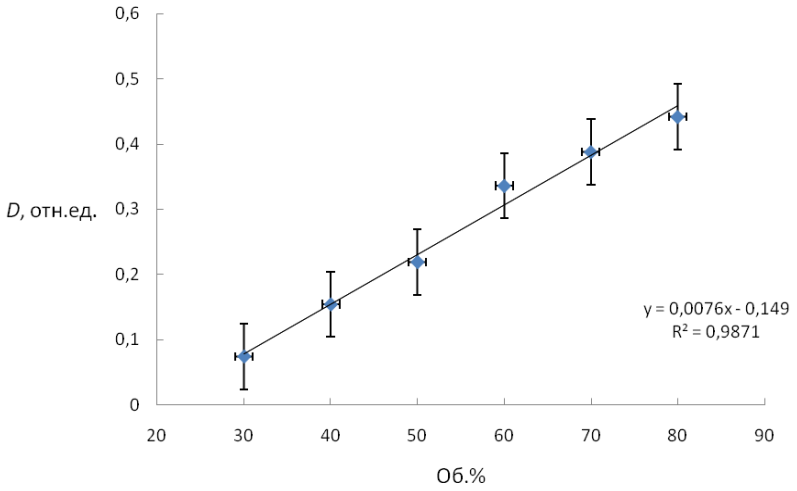



*Рис. 1.* График зависимости оптической плотности газовой смеси $D$ разной концентрации метана в смеси в об. %. этой ИК системы

Далее концентрации в объемных долях в этой области линейности были пересчитаны в массовые концентрации *C* и счетные концентрации *N*, которые приведены во втором и третьем столбцах таблицы. В четвертом столбце таблицы приведены значения счетной концентрации *Nc,* рассчитанные по значениям сечения поглощения молекулы метана из работы [9] на длине волны 3,39 мкм ε = $0{,}6 \cdot 10^{-18}$ см$^2$. На рис. 2 приведены графики зависимостей между этими значениями концентраций.

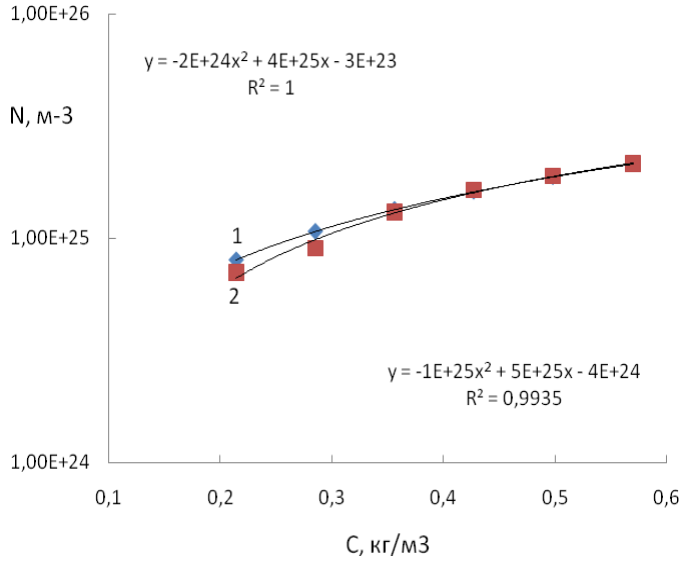



*Рис. 2.* График корреляционных зависимостей между значениями счетных концентраций *N*, полученными из измеренных значений массовой концентрации метана в газо-воздушной смеси (кривая 1), и *Nc*, полученными из измеренных значений оптической плотности газовой смеси *D* (кривая 2), для разных значений концентрации метана в смеси на этой ИК системе

### 3. Обсуждение результатов

В работах [5, 10] в качестве калибровочного значения было выбрано сечение поглощения молекулы н-гексана. А в качестве образцового метода в [10] для оценки погрешности измерения ИК детектора был выбран метод газовой хроматографии, и относительная погрешность измерения составляет ±23 %. По результатам статистической обработки суммарная погрешность многократных измерений на ИК системе и хроматографе составила 3 %. В итоге суммарная погрешность измерений с учетом погрешности образцового метода составила 25 %, что удовлетворяет требованиям, установленным для газоаналитического оборудования в ГОСТ 12.1.005-88 [11].

### Заключение

Полученные в работе результаты позволяют использовать ИК систему измерения концентрации метана в смеси в реальном времени с относительной

погрешностью 25 %. Предложенную ИК систему можно применять для мониторинга концентрации молекул метана и для автоматизации технологических процессов при его транспортировке.

## Библиографические ссылки


1. Перевозка сжиженного природного газа морским транспортом (танкеры-газовозы) [Электронный ресурс] // Ships Hub. 2008–2023. URL: https://www.shipshub.com (дата обращения 24.09.2023).
2. *Ахмедов Э. Р., Понуровский Я. Я.* Газоанализатор дистанционного измерения концентрации метана на основе диодного лазера ближнего ИК диапазона и выносного оптоволоконного датчика // Вестн. МГТУ МИРЭА. 2015. №2(7). С.67–82.
3. Сканирующий инфракрасный анализатор метана и паров углеводородов в атмосферном воздухе: пат.214 288 РФ на полезную модель / А. В. Загнитько, В. В. Пименов, Д. Ю. Федин, С. Е. Сальников: дата публ. 19.10.2022.
4. *Щербакова С. Н., Венгеров А. С.* Анализ методов детектирования утечек метана // Российский. хим. ж. (Ж. Рос. хим. общества). 2021. Т. LXV. № 4. С. 72–76.
5. *Васильев А. О.* Мониторинг выбросов углеводородов при хранении и транспортировке нефти и нефтепродуктов / А. О. Васильев, В. Г. Шеманин, П. В. Чартий // Безопасность в техносфере. 2011. №5. С. 3–7.
6. *Свердлов Л. М.* Колебательные спектры многоатомных молекул (Физика и техника спектрального анализа) / Л. М. Свердлов, М. А Ковнер., Е. П. Крайнев. – М.: Наука, 1970. 559с.
7. Pacific Northwest National Laboratory [Electronic resource] // URL: http://www.pnl.gov/ (дата обращения 01.12.2011).
8. HITRAN [Электронный ресурс] // URL: https://hitran.org/xsc/ (дата обращения 01.12.2011).
9. *Межерис Р.* Лазерное дистанционное зондирование. – М.: Мир, 1987. 550 с.
10. *Васильев А. О.* Метрологическое обеспечение инфракрасного детектора выбросов углеводородов в атмосферу / А. О. Васильев, П. В. Чартий, В. Г. Шеманин // Безопасность в техносфере. 2012. № 5. С. 19–22/
11. ГОСТ 12.1.005-88 Общие санитарно-гигиенические требования к воздуху рабочей зоны. Введ. 1989-0101. – М.: Изд. стандартов, 1988.

# Одно- и многопараметрическая флуоресцентная термометрия на основе спектров порфирина $MPy(OPrOH)_2$

**Д. А. Королько[1)], М. А. Ходасевич[1)], И. Е. Колесников[2)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: d.korolko@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия*

Применение методов анализа многопараметрических данных позволяет улучшить качество однопараметрической калибровки температуры по спектрам флуоресценции порфирина $MPy(OPrOH)_2$ в диапазоне 550-800 нм для температур 20–45 °C путем выбора длин волн с помощью метода главных компонент по экстремумам спектра нагрузок и получить более высокие значения относительной чувствительности калибровки по счетам в первую главную компоненту. Метод частичных наименьших квадратов с выбором спектральных переменных методом поиска комбинации движущихся окон позволяет понизить температурную неопределенность до 0.12 °C по сравнению с величиной 0.54 °C для однопараметрического метода.

***Ключевые слова***: флуоресценция, многопараметрическая калибровка, метод частичных наименьших квадратов, метод отношения интенсивностей флуоресценции.

# Uni- and multivariate fluorescence thermometry based on porphyrin $MPy(OPrOH)_2$ spectra

**D. A. Korolko[1)], M. A. Khodasevich[2)], I. E. Kolesnikov[2)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: d.korolko@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] St. Petersburg State University, St Petersburg, Russia*

The application of multivariate data analysis methods improves the quality of univariate temperature calibration using fluorescence spectra of porphyrin in the 550–800 nm range for temperatures of 20–45 °C by selecting wavelengths using principal component analysis based on extrema of loadings spectrum and to obtain higher values of relative sensitivity based on the dependence of scores in the first principal component on temperature. The partial least squares method with the selection of spectral variables by searching combination moving window allows decreasing the temperature uncertainty to 0.12 °C compared to 0.54 °C for the univariate method.

***Keywords:*** fluorescence, multivariate data analysis, partial least squares, fluorescence intensity ratio.

Для измерения температуры в большинстве случаев используются традиционные контактные приборы – жидкостные и биметаллические термометры, а также термопары и термисторы. Однако их возможности ограничены низким временным и пространственным разрешением. Современные задачи, связанные с нанотехнологиями, биологией, медициной и оптоэлектроникой, требуют более точных методов измерения, обеспечивающих высокое разрешение во времени и пространстве. Одним из перспективных направлений является флуоресцентная термометрия – бесконтактный метод определения температуры, основанный на зависимости флуоресцентных характеристик сенсоров от температуры.

В качестве сенсора в настоящей работе рассматривается порфирин $MPy(OPrOH)_2$, температурная зависимость спектров флуоресценции водного раствора которого была измерена модульным флуориметром Fluorolog-3 в диапазоне длин волн 550–800 нм для калибровки температуры в диапазоне 20–45 °C с шагом 0,5 °C.

Однопараметрическая калибровка температуры выполнялась с помощью метода отношения интенсивностей флуоресценции (fluorescence intensity ratio, FIR) [1]. Соотношение этих интенсивностей зависит от температуры и может быть описано распределением Больцмана, что позволяет определять температуру, анализируя изменение этого соотношения. Анализ спектров флуоресценции рассматриваемого образца (рис. 1, *а*) позволяет выбрать два пика излучения (614 нм и 667 нм) и провал между ними (637 нм) в качестве длин волн для однопараметрической калибровки. Для повышения точности и снижения влияния шума отношения рассчитывались с использованием интегральных интенсивностей (606–624 нм, 624–648 нм, 650–683 нм).

Метод главных компонент (principal component analysis, PCA) [2] позволяет понизить размерность пространства спектральных переменных, заменяя их меньшим числом скрытых переменных (главных компонент), которые являются линейными комбинациями исходных переменных. Главные компоненты определяют направления максимальной изменчивости данных. Спектры проецируются на эти главные компоненты, создавая новый набор данных меньшей размерности. Матрица счетов (scores) содержит координаты объектов в новом пространстве главных компонент, а матрица нагрузок (loadings) показывает, как исходные переменные связаны с этими компонентами.

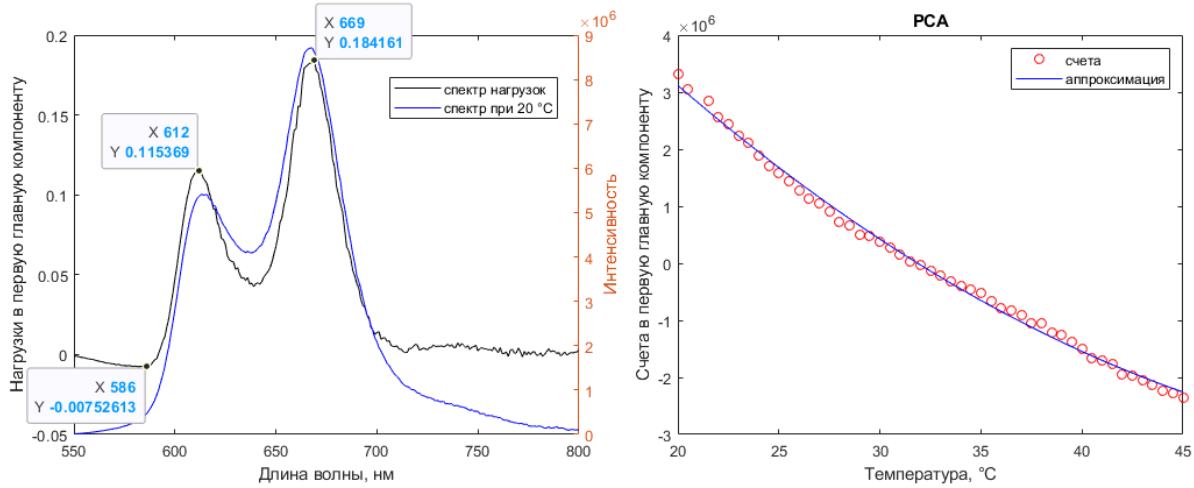
С помощью метода PCA можно провести однопараметрическую калибровку, выбрав точки экстремума на графике нагрузок первой главной компоненты и найдя отношения интенсивностей для соответствующих длин волн (рис. 1, *а*). Как и в предыдущем методе, использовались значения интегральных интенсивностей (диапазоны длин волн 574–598 нм, 603–621 нм, 653–685 нм).

Также метод PCA может рассматриваться для использующей весь измеренный спектральный диапазон многопараметрической калибровки по зависимости счетов в первую главную компоненту от температуры (рис. 1, *б*).

Для всех моделей были рассчитаны представленные в табл. 1 значения относительной чувствительности калибровки температуры $S_r = \frac{1}{FIR}\frac{dFIR}{dT}$ или $S_r = \frac{1}{Score_1}\frac{dScore_1}{dT}$, где $Score_1$ – счета в первую главную компоненту. Видно, что выбор длин волн по экстремумам нагрузок в первую главную компоненту повышает относительную чувствительность калибровки в 3 раза по сравнению с использованием длин волн экстремумов самих спектров, а применение счетов в первую главную компоненту вместо отношения интенсивностей флуоресценции – еще более чем на порядок величины.

Многопараметрическая калибровка проводилась также с помощью метода частичных наименьших квадратов (partial least squares, PLS) [3]. Этот метод находит маломерное пространство скрытых переменных, но в отличие от PCA,

дополнительно учитывает максимальную ковариацию проекций исходных спектров и зависимого параметра.




*а* *б*

*Рис. 1.* Спектр флуоресценции порфирина при температуре 20 °C и спектр нагрузок с выбранными длинами волн (*а*); зависимость счетов в первую главную компоненту от температуры для метода PCA (*б*)

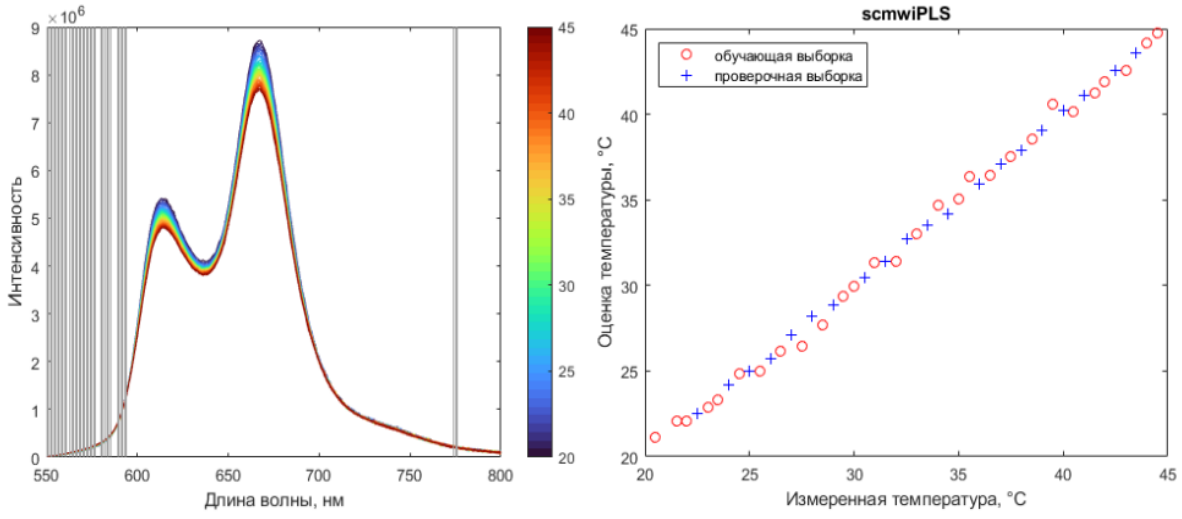
*Таблица 1*

**Значения относительной чувствительности калибровки температуры**

| Метод | | $S_r$, %°C$^{-1}$ | |
|---|---|---|---|
| | | при 20 °C | при 45 °C |
| FIR | 614/637 | 0,17 | 0,18 |
| | 667/637 | 0,16 | 0,16 |
| $FIR_{PCA}$ | 612/586 | 0,46 | 0,52 |
| | 669/586 | 0,43 | 0,49 |
| PCA | | 9,80 | 5,51 |

Характеристики калибровочных моделей могут быть улучшены за счет уменьшения мультиколлинеарности спектров и использования только их информативных частей, а не всего измеренного диапазона. Для этого нами применяется выбор спектральных переменных путем поиска комбинаций движущихся окон (searching combination moving window interval PLS, scmwiPLS) [4]. Для реализации PLS и scmwiPLS данные разделены на две выборки, обучающую и проверочную, в приблизительной пропорции 6 к 4. На рис. 2 представлены выбранные спектральные переменные и оценка температуры методом scmwiPLS в зависимости от ее измеренной величины для обеих выборок.

Сравнение значений температурной неопределенности для проверочной выборки $\Delta T = \frac{1}{n_{test}} \sum_{test} \left( T_{predicted} - T_{measured} \right)$ однопараметрического и рассмотренных многопараметрических методов приведены в табл. 2. Здесь $n_{test}$ – количество измерений в проверочной выборке, $T_{measured}$ – измеренная величина температуры, $T_{predicted}$ – величина температуры, предсказанная моделями FIR, PLS и scmwiPLS.




*а* *б*

*Рис. 2.* Спектры флуоресценции порфирина при различных температурах с выбранными длинами волн (*а*); калибровочная зависимость для метода scmwiPLS (*б*)

*Таблица 2*

**Значения температурной неопределенности калибровки**

| Метод | | $\Delta T$, °C |
|---|---|---|
| FIR | 614/637 | 0,66 |
| | 667/637 | 0,54 |
| PLS | | 0,46 |
| scmwiPLS | | 0,12 |

Полученные результаты показывают, что для классической FIR-термометрии предпочтительнее использовать длины волн, выбранные методом PCA по экстремумам спектров нагрузок в первую главную компоненту. Многопараметрические модели калибровки повышают чувствительность (метод главных компонент PCA) и понижают температурную неопределенность (метод наименьших квадратов с выбором переменных scmwiPLS) в 10 и 4 раза, соответственно, по сравнению однопараметрическим методом.

## Библиографические ссылки


1. *Wade S. A.* Fluorescence intensity ratio technique for optical fiber point temperature sensing / S. A. Wade, S. F. Collins, G. W. Baxter // Journal of Applied Physics. 2003. Vol. 94. P. 4743–4756.
2. *Bro R., Smilde K.* Principal component analysis // Analytical Methods. 2014. Vol. 6. P. 2812–2831.
3. *Geladi P., Kowalski B. R.* Partial Least-Squares Regression: A Tutorial // Analytica Chimica Acta. 1986. Vol. 185. P. 1–17.
4. *Khodasevich M. A., Aseev V. A.* Selection of Spectral Variables and Improvement of the Accuracy of Calibration of Temperature by Projection onto Latent Structures Using the Fluorescence Spectra of $Yb^{3+}$:$CaF_2$ // Optics and Spectroscopy. 2018. Vol. 124. P. 713–717.

# Изучение оптимальных условий создания оловосодержащих нанопленок методом лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии

**А. В. Щуко, Е. Ю. Белянова, А. Ю. Милто, М. П. Патапович**

*Белорусская государственная академия связи, Минск, Беларусь*
*e-mail:mpetpat@mail.ru*

В работе показана актуальность создания и применения тонкоплёночных структур, включающих в свой состав олово, с последующей возможностью изготовления на их основе газочувствительных сенсоров. Все эксперименты были проведены с помощью лазерного двухимпульсного атомно-эмиссионного многоканального спектрометра LSS-1. В ходе исследования были изучены процессы формирования приповерхностной лазерной плазмы и влияние рабочих параметров на поверхность облучаемого образца.

***Ключевые слова*:** газочувствительные сенсоры; сдвоенные лазерные импульсы; лазерная плазма; послойный анализ; напыление тонких пленок; атомно-эмиссионная многоканальная спектрометрия.

# Study of optimal conditions for the creation of tin-containing nanofilms by laser atomic emission spectrometry

**A. V. Stchuko, K. Y. Belyanova, A. Y. Milto, M. P. Patapovich**

*Belarusian State Academy of Communications, Minsk, Belarus*
*e-mail:mpetpat@mail.ru*

The work demonstrates the relevance of the creation and application of thin-film structures that include tinin their composition, with the subsequent possibility of manufacturing gas-sensitive sensors based on them. All experiments were carried out using a laser dual-pulse atomic emission multichannel spectrometer LSS-1. During the study, the processes of formation of near-sirface laser plasma and the influence of operating parameters on the surface of irradiated sample were studied.

***Keywords*:** gas-sensitive sensors; double laser pulses, laser plasma; layer-by-layer analysis; deposition of thin films; multichannel atomic emission spectrometry.

Создание наночастиц с их последующим применением в работе газочувствительных покрытий является актуальной практической проблемой. Для этой цели может быть использован метод синтеза как новых соединений, так и модификация уже известных [1, 2]. Лучшие характеристики полученных в итоге сенсоров наблюдаются при применении композитных материалов (использование смесей двух и более компонентов, один из которых высокочувствителен к определенному газу). Следовательно, более детальное изучение свойств различных материалов является важной практической задачей, решения которой обращает к методу лазерного спектрального анализа. Кроме того, при проведении послойного анализа таких объектов целесообразно применять схемы и методы двухимпульсного лазерного воздействия на поверхность образца [3].

Динамику процессов образования нанопленок можно изучать при использовании лазерного атомно-эмиссионной спектрометра LSS-1. При проведении иссле-

дования энергию лазерных импульсов, временной интервал между ними, а также параметр расфокусировки можно регулировать [4]. В частности, изменяя расфокусировку при постоянной энергии импульса и его длительности, можно варьировать плотность потока излучения. Так как одной из важных задач является также оптимальный выбор исследуемых спектральных линий, в ходе предварительных экспериментов были выбраны определенные длины волн. В качестве примера, на рис. 1 представлен фрагмент спектра с линией олова, входящего в состав нанопленки.

Для более детального изучения возможности синтеза наноструктур была исследована поверхность облученного образца при воздействии на нее серии последовательных сдвоенных лазерных импульсов. Эксперименты проводились при различных параметрах расфокусировки лазерных импульсов, а также изучалось влияние этого параметра на интенсивность спектральных линий элементов, являющихся составными частями рабочего образца. На рис. 2 приведен внешний вид поверхности исследуемого образца.

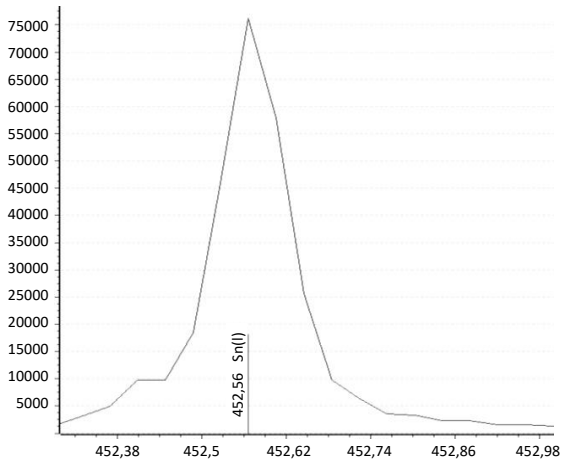



*Рис. 1.* Фрагмент спектра

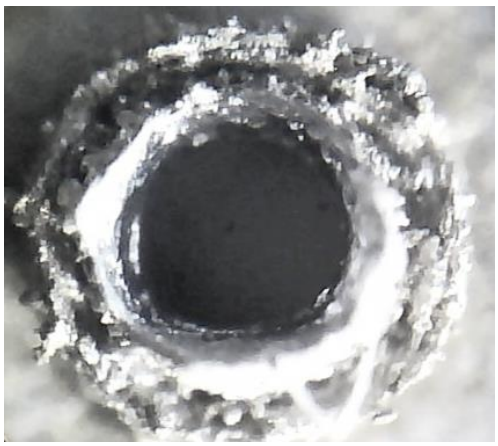


*Рис. 2.* Внешний вид облученной поверхности

Полученные результаты отражают факт образования бруствера, окружающего кратер, что может быть объяснено не только испарением, но и вытеснением расплава под действием давления паров и ударной волны из зоны облучения.

Таким образом, использование сдвоенных лазерных импульсов позволяет учесть влияние параметров лазерного излучения на возможность напыления тонких пленок на твердую поверхность в атмосфере воздуха с дальнейшим их применением для различных практических целей.

**Библиографические ссылки**

1. *Samsonov V. M., Sdobnyakov N. Yu.* A thermodynamic approach to mechanical stability of nanosized particles // Central European Journal of Physics. 2003. V. 1. Is. 2. P. 334–354.
2. Laser-induced vaporization of a metal surface / M. Aden [et al.] // J. of Physics. D, Appl. Physics. 1992. Vol. 25, № 1. P. 57–65.
3. Laser ablation for analytical sampling: what can we learn from modeling? / A. Bogaerts [et al.] // Spectrochimica Acta, Part B : Atomic Spectroscopy. 2003. Vol. 58, № 11. P. 1867–1893.
4. Low resistivity transparent conducting Al-doped ZnO films prepared by pulsed laser deposition / A. Suzuki [et al.] // Thin Solid Films. 2003. V.445. P. 263–267.

# Многопараметрическая калибровка состава эталонных биллонных сплавов по лазерно-искровым эмиссионным спектрам

**В. А. Асеев[1)], П. С. Колодочка[2, 3)], А. А. Савчук[1)], М. А. Ходасевич[2)]**

*[1)] Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
*[2)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*
*[3)] Университет НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Применение методов машинного обучения к лазерно-искровым эмиссионным спектрам эталонных образцов медно-серебряных сплавов позволило получить калибровочные модели их состава с точностью (MAE = 0,36 %, RMSE = 0,45 % и RPD = 18,2), достаточной для нахождения стратиграфических зависимостей состава биллонных артефактов с высоким пространственным разрешением при минимальном повреждении объекта исследования.

***Ключевые слова***: лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия, метод частичных наименьших квадратов, регрессия на опорные вектора.

# Multivariate calibration of the composition of reference billon alloys by laser-induced breakdown spectra

**V. A. Aseev[1)], P. S. Kolodochka[2, 3)], A. A. Savchuk[1)], M. A. Khodasevich[2)]**

*[1)] ITMO University, Saint-Petersburg, Russia*
*[2)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*
*[3)] University of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

The application of machine learning methods to laser-induced breakdown spectra of reference samples of copper-silver alloys gives the possibility to create calibration models of their composition with accuracy (MAE = 0.36 %, RMSE = 0.45 % and RPD = 18.2) sufficient to find stratigraphic dependencies of the composition of billon artifacts with high spatial resolution and minimal damage to the object of study.

***Keywords:*** laser-induced breakdown spectroscopy, partial least squares, support vector regression.

При изучении металлических исторических артефактов пристальное внимание уделяется их составу. Сплав драгоценного металла (чаще всего серебра или золота) с недрагоценными металлами, такими как медь, в котором доля драгоценного металла меньше или равна доле недрагоценного металла, называется биллоном [1]. Наиболее распространенным неразрушающим методом научного исследования объектов из биллонных сплавов является рентгено-флуоресцентный анализ (XRF). Методические проблемы, возникающие при применении XRF анализа, связаны с измерением спектров приповерхностного слоя толщиной приблизительно от 30 до 150 мкм и могут существенно искажать результаты. Внутренние слои исторических объектов по составу значительно отличаются от поверхностного из-за воздействия коррозии и поверхностного

обогащения одних элементов за счет других в течение длительного времени нахождения под влиянием окружающей среды [2]. Значительные искажения также может вносить химическая очистка металлических артефактов и неровная поверхность анализируемого объекта. Это приводит к существенным ошибкам при проведении исследований билонных монет. Такие монеты обладали невысокой покупательной способностью вследствие изготовления из низкопробного серебра и в нынешнее время широко исследуются как археологические артефакты. Для биллонных монет характерна неоднородность состава по поверхности и по глубине, которая могла возникать еще на стадии производства по причине неполного перемешивания компонентов. Результаты XRF анализа поверхности биллонных монет также могут зависеть от примененных методов улучшения внешнего вида. Например, окисление и вытравливание меди с поверхности заготовки из биллона (так называемое отбеливание) [3] или удаление оксидов меди с поверхности с помощью протравки в кислоте после прокаливания и отпуска заготовок приводило к повышению содержания серебра в приповерхностном слое артефактов [4]. Пребывание биллонных монет в земле в течение длительного срока приводит к коррозионным изменениям в их составе. Серебро в них переходит в хлорид серебра, а медь – в оксиды меди. В поверхностном слое оксиды меди могут частично вымываться содержащимися в земле природными кислотами с образованием в артефактах пустот, что увеличивает содержание серебра в нем по сравнению с внутренними слоями [3]. Значительные коррозионные повреждения билонных монет в почве под воздействием природных факторов в течение нескольких сотен лет обуславливают необходимость проведения реставрационных работ, которые, в свою очередь, также приводят к изменению состава поверхностного слоя. Указанные причины могут приводить к разнице содержания серебра в поверхностном и внутренних слоях низкопробных монет до 10 % [2]. Получение информации о составе внутренних слоев металлических артефактов возможно с помощью применения микрошурфов [1], которые, однако, могут быть загрязнены элементами поверхностного слоя.

Недостатки существующих методов анализа металлических артефактов могут быть преодолены с помощью применения метода лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (LIBS), преимуществами которого являются отсутствие или минимальная пробоподготовка; возможность одновременного определения большого набора химических элементов; проведение анализа с высоким пространственным разрешением; простота и дешевизна, высокая точность калибровки состава артефактов.

Использование методов машинного обучения для анализа многопараметрических эмиссионных спектров при проведении стратиграфического исследования является перспективным. Обычно в этой области применяется однопараметрический подход, использующий нормированные интенсивности на аналитических длинах волн калибруемых элементов или их отношение к интенсивности на реперной длине волны. Например, нормировка на интенсивность линии Ca I в работе [5] позволила при одновременной калибровке до 20 элементов

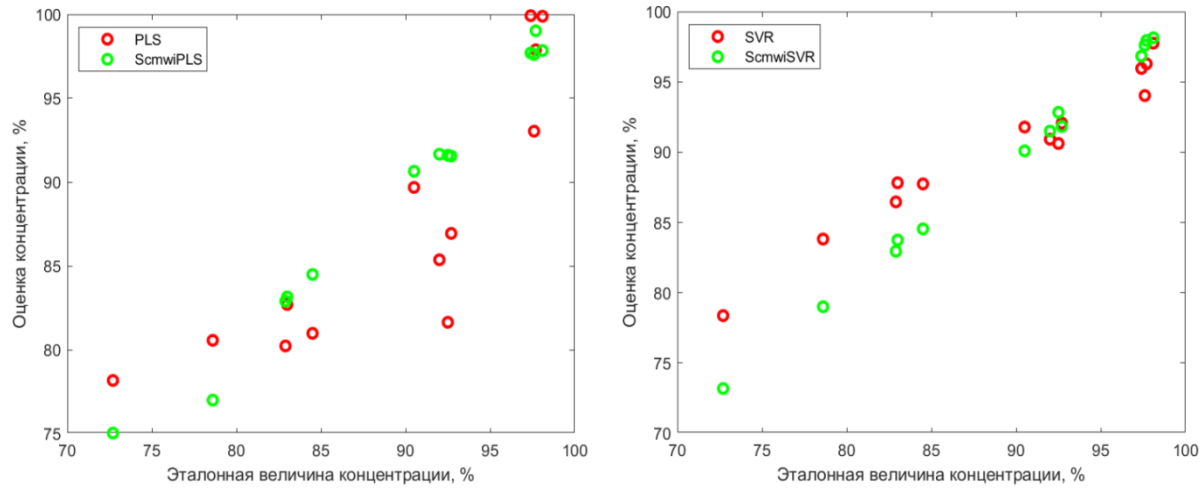
различать на древнеримских фресках слои аналогичного цвета и распознавать используемую технику рисования. Многопараметрические регрессионные методы являются эталонными, которые в отличие от безэталонного [6] позволяют определять состав объектов исследования с большей точностью, особенно при низких концентрациях неосновных элементов.

На этапе построения многопараметрических калибровочных моделей состава медно-серебряных сплавов были исследованы тринадцать эталонных образцов со следующими концентрациями серебра (в процентах): 72,7; 78,6; 82,9; 83,0; 84,5; 90,5; 92,0; 92,5; 92,7; 97,4; 97,6; 97,7; 98,1. Для каждого эталона зарегистрированы по 200 лазерных эмиссионных спектров в диапазоне длин волн 336,6–892,7 нм с шагом около 0,3 нм (2048 спектральных переменных) в 10 точках на поверхности. Предобработка спектров заключалась в проведении коррекции базовой линии с помощью адаптивного метода наименьших квадратов со штрафом и итеративным пересчётом весов (airPLS – adaptive iteratively reweighted Penalized Least Squares) [7]. Преимуществом метода airPLS является то, что для него не требуется предварительная информация об обнаруженных пиках и особенностях спектра. Для уменьшения влияния выбросов на точность калибровочных моделей все спектры, суммарная интенсивность которых выходит за пределы ± 10 % от средней величины по всем импульсам для каждого эталона, изымались из рассмотрения.

При построении калибровочных моделей линейным методом частичных наименьших квадратов (partial least squares – PLS) [8] и нелинейной регрессией на опорные вектора (support vector regression – SVR) [9] входные данные (спектры и величины концентрации серебра, соответственно) делятся на обучающую и проверочную выборки. Обучающая выборка содержит приблизительно 60 % от количества образцов, оставшиеся составляют проверочную. В рассматриваемом случае обучение проводилось по 7 образцам, проверка – по 6. В общем случае, при большом количестве измерений предпочтителен метод случайного разделения данных (random sampling – RS) [10]. Недостатком этого метода является плохая обобщаемость моделей, которая устраняется статистическим усреднением нескольких моделей. Применяемая нами модификация метода RS заключается в обязательном выборе образцов с двумя минимальными и двумя максимальными концентрациями калибруемого параметра в обучение, трехкратном повторении построения калибровочных моделей с последующим их усреднением без деления на обучающую и проверочную выборку. Все рассматриваемые многопараметрические модели являются интерполяционными и характеризуются более высокой способностью обобщения по сравнению с одиночной моделью, построенной на выборке, которая создана методом RS.

Показателями качества многопараметрических моделей являются среднее абсолютное отклонение (mean absolute error – MAE), среднеквадратичное отклонение (root mean square error – RMSE) и остаточное отклонение (residual prediction deviation – RPD), представляющее собой отношение стандартного отклонения концентрации серебра в рассматриваемой выборке к RMSE.

На первом этапе проведения калибровки строится широкополосная модель PLS, по минимуму RMSE в проверочной выборке которой выбирается оптимальное количество латентных переменных. По широкополосной модели SVR определяется оптимальная функция преобразования ядра. Затем для выбора спектральных переменных применяется оригинальная модификация [11] метода поиска комбинации движущихся окон (search combination moving window interval – scmwi) для уменьшения мультиколлинеарности и избыточности данных. При построении моделей scmwiPLS и scmwiSVR ширина спектрального окна превышает оптимальное количество латентных переменных для PLS на 1. На рис. 1 представлены калибровочные зависимости концентрации серебра в исследуемых эталонных сплавах с медью, построенные линейным методом PLS и нелинейным методом SVR без и с выбором спектральных переменных поиском комбинации движущихся окон оптимальной ширины. В таблице приведены показатели качества созданных калибровочных моделей.




*а* *б*

*Рис. 1.* Калибровочные зависимости концентрации серебра в исследуемых эталонных сплавах, построенные методами:
*а*– методом PLS и scmwiPLS; *б* – методами SVR и scmwiSVR

**Среднее абсолютное, среднеквадратичное и остаточное отклонение калибровок концентрации серебра в эталонных сплавах по эмиссионным лазерным спектрам в диапазоне длин волн 336,6-892,7 нм с шагом около 0,3 нм без и с выбором спектральных переменных методом поиска комбинации движущихся окон оптимальной ширины**

| | PLS | SVR | scmwiPLS | scmwiSVR |
|---|---|---|---|---|
| MAE, % | 3,62 | 2,63 | 0,65 | 0,36 |
| RMSE, % | 4,64 | 3,16 | 0,97 | 0,45 |
| RPD | 1,8 | 2,6 | 8,5 | 18,2 |

Из приведенных результатов видно, что модели без выбора спектральных переменных являются качественными (RPD < 3), а с выбором спектральных

переменных – количественными (RPD > 3). Лучшие показатели точности калибровки (MAE = 0,36 %, RMSE = 0,45 % и RPD = 18,2) достигаются усредненной нелинейной многопараметрической регрессией на опорные вектора с поиском комбинации движущихся спектральных окон оптимальной ширины при формировании обучающих выборок модифицированным методом случайного отбора. Достигнутая точность определения концентрации серебра является достаточной для нахождения стратиграфических зависимостей состава артефактов с высоким пространственным разрешением при минимальном повреждении объекта исследования и позволит получить объективную информацию о металлических артефактах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (проект Ф25МС-005).

### Библиографические ссылки

1. *Горлов К. В.* «… И начаша пенязми торговати»: О находках ливонских монет конца XIV–начала XV века в Пскове (по материалам мстиславских раскопов) / К. В. Горлов, Е. В. Салмина, С. А. Салмин // Caurus. 2022. №. 1. С. 11–25.
2. *Ениосова Н. В., Митоян Р. А.* Рентгеноспектральный метод анализа археологического металла: преимущества, ограничения и ловушки в процессе измерения и интерпретации //Труды IV (XX) Всероссийского археологического съезда в Казани. 2014. С. 143–146.
3. *Пономарев А. Л.* Эволюция денежных систем Причерноморья и Балкан в XIII–XV вв. М.: МГУ, 2012. 670 с.
4. *Морозов А. А.* Монетное дело в Крымском ханстве при Мухаммеде I Гирее и денежная реформа 922 г.х. // Расмир: Восточная нумизматика. Вторая Международная научная конференция. 2015. С. 175–215.
5. Stratigraphic characterization of ancient Roman frescos by laser induced breakdown spectroscopy and importance of a proper choice of the normalizing lines / V. Lazic [et al.[ // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2020. Vol. 168. Art ID 105853.
6. *Gaudiuso R.* Calibration-free inverse method for depth-profile analysis with laser-induced breakdown spectroscopy // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2016. Vol. 123. P. 105–113.
7. *Zhang Z. M.* Baseline Correction Using Adaptive Iteratively Reweighted Penalized Least Squares / Z. M. Zhang, S. Chen, Y. Z. Liang // Analyst. 2010. Vol. 135. P. 1138–1146.
8. *Garson G. D.* Partial Least Squares (PLS-SEM) // Statistical Publishing Associates, 2016.
9. *Guenther N., Schonlau M.* Support Vector Machines // The Stata Journal: Promoting Communications on Statistics and Stata. 2016. Vol. 16, No. 4. P. 917–937.
10. *Genç B., Tunç H.* Optimal training and test sets design for machine learning // Turkish Journal of Electrical Engineering and Computer Sciences. 2019. Vol. 27. ArtID. 60.
11. *Ходасевич М. А., Саскевич Н. А.* Методы построения обучающего набора для калибровки с помощью флуоресцентной спектроскопии небольших выборок // Весці НАН Беларусі, сер. фіз.-мат. навук. 2018. № 1. С. 77–83.

# Нелинейная калибровка состава низколегированных сталей портативным лазерным эмиссионным спектрометром

**М. В. Бельков[1)], К. Ю. Кацалап[1)], П. С. Колодочка[1, 2)], М. А. Ходасевич[1)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] Университет НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Применение нелинейной регрессии на опорные вектора с выбором функции преобразования ядра по широкополосной модели и выбором спектральных переменных поиском комбинации движущихся окон позволило повысить точность калибровок концентрации 9 химических элементов в эталонных образцах низколегированных сталей по лазерным эмиссионным спектрам низкого разрешения по сравнению с линейной регрессией частичных наименьших квадратов.

***Ключевые слова***: лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия, метод частичных наименьших квадратов, регрессия на опорные вектора.

# Nonlinear calibration of the composition of low-alloy steels by a portable laser-induced breakdown spectrometer

**M. V. Belkov[1)], K. Yu. Catsalap[1)], P. S. Kolodochka[1, 2)], M. A. Khodasevich[1)]**

*[1)] B. I. Stepanov IInstitute of Physicsof the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] University of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

The use of nonlinear support vector regression with the kernel function selection by the wideband model and the spectral variables selection by searching combination moving window made it possible to increase the accuracy of calibrations of the concentration of 9 chemical elements in reference samples of low-alloy steels using low-resolution laser emission spectra compared with the linear partial least squares regression.

***Keywords:*** laser-induced breakdown spectroscopy, partial least squares, support vector regression.

Задача экспрессного определения элементного состава сталей особенно актуальна в машиностроительной отрасли и промышленности строительных материалов. Одним из способов решения этой задачи является применение метода лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (laser induced breakdown spectroscopy – LIBS) и специализированных LIBS-спектрометров. Минимальная пробоподготовка, незначительная масса продуктов эрозии, быстрая процедура измерения эмиссионных спектров и одновременная калибровка всех имеющихся в сталях химических элементов являются несомненными преимуществами такого подхода. Его основным недостатком является низкое спектральное разрешение, обусловленное необходимостью уменьшения размеров анализаторов состава сталей. Для достижения удовлетворительной точности калибровочных моделей в компактных LIBS-спектрометрах необходимо использовать методы машинного обучения [1–3].

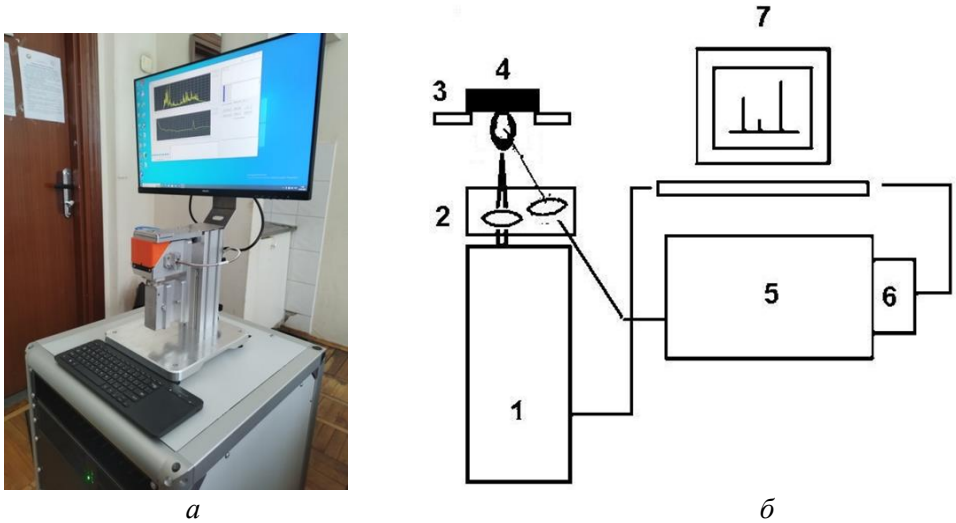
Ранее мы продемонстрировали количественные калибровки содержания C, Si, Mn, Cu, Ni и Cr в образцах низколегированных сталей линейным многопара-

метрическим методом частичных наименьших квадратов (partial least squares – PLS) [4] с выбором спектральных переменных поиском комбинации движущихся окон (searching combination moving window – scmw) в лазерных эмиссионных спектрах низкого разрешения [5].

В работе [6] был применен нелинейный метод регрессии на опорные вектора (support vector regression – SVR) [7] по спектральным переменным, выбранным методом scmwiPLS – scmwiPLS+SVR. SVR является разновидностью метода опорных векторов SVM, используемого для решения задач классификации. Целью метода SVM является поиск оптимальной гиперплоскости, которая наилучшим образом разделяет два класса входных данных и максимизирует отступ – расстояние между гиперплоскостью и ближайшими точками данных из каждого класса, называемыми опорными векторами. SVR также использует концепцию гиперплоскости и отступа, который в данном методе определяется как допуск погрешности модели. Отступ называется также ε-нечувствительной трубкой и описывает допустимое отклонение оценок калибруемой величины от диагональной прямой на графике предсказанных величин в зависимости от измеренных. SVR можно использовать как для линейных, так и для нелинейных регрессионных задач с использованием таких функций преобразования ядра, как полиномиальная, радиальная и др., которые применяются на этапе предобработки спектральных данных для преобразования в новое спрямляющее пространство. Из 8 химических элементов, концентрация которых калибровалась, среднеквадратичное отклонение нелинейных моделей уменьшилось по сравнению с линейными моделями для 7 из них (C, Cr, Mn, Ni, Si, Ti и V).

В настоящей работе функция преобразования ядра определялась по широкополосной модели SVR, а ширина оптимального спектрального окна – по широкополосной модели PLS. Далее применялся метод scmwiSVR, который по аналогии с методом scmwiPLS ищет комбинацию движущихся окон оптимальной ширины, при использовании в качестве целевой функции среднеквадратичного отклонения оценки концентрации методом SVR.

На рис. 1 показаны внешний вид (*а*) и схема (*б*) лазерного эмиссионного анализатора состава сталей.

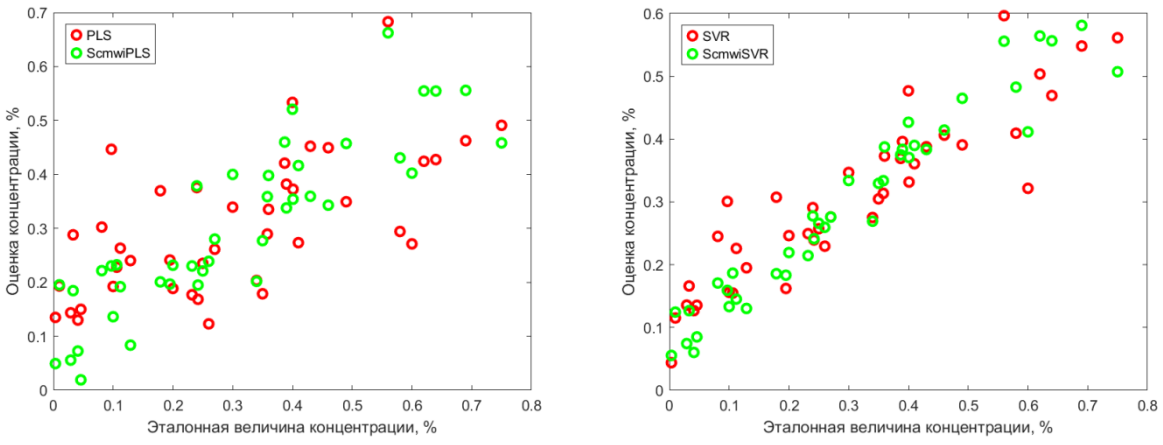



*а* *б*

*Рис. 1.* Внешний вид (*а*) и схема (*б*) лазерного эмиссионного анализатора

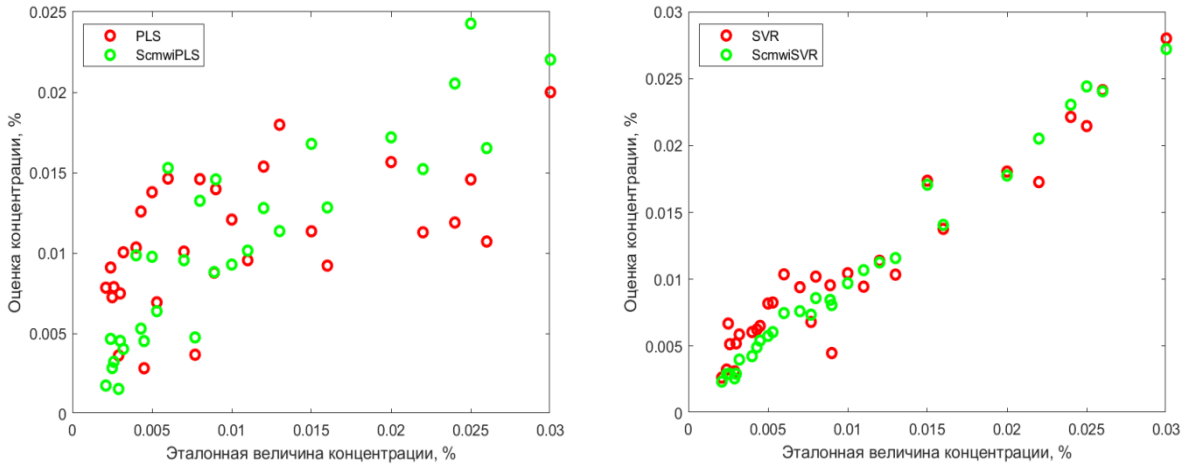
Для возбуждения эрозионной плазмы использовался лазер 1 на эрбиевом стекле с диодной накачкой, генерирующий пакеты из 8-9 импульсов с общей энергией 40–45 мДж на длине волны 1535 нм с частотой повторения пакетов 5 Гц. Лазерный импульс фокусируется оптическим блоком 2 на поверхность образца 4, помещенного на стол для образцов 3. Излучение эрозионной плазмы через оптический блок попадает в компактный спектрометр 5, который регистрирует спектры в диапазоне длин волн 172–507 нм со спектральным разрешением 0,5 нм и шагом по длине волны 0,1 нм с помощью ПЗС-линейки 6. Управление источником питания лазера и ПЗС-спектрометром осуществляется с помощью персонального компьютера 7.

В качестве исследуемых объектов использовались 65 эталонных образцов низколегированных сталей производства IMZ (Польша) и ISO (Россия). Пять точек на поверхности образца обрабатывались сериями из 50 пакетов импульсов, каждому из которых соответствует один спектр. Эмиссионные спектры усреднялись по тридцать первому – сорок пятому пакетам и по точкам на поверхности. Из рассмотрения удалялись выбросы – спектры, суммарная интенсивность которых выходит за пределы ± 10 % от средней величины для каждого эталона. Базовая линия спектров корректировалась адаптивным методом наименьших квадратов со штрафом и итеративным пересчётом весов (airPLS) [8]. Поскольку суммарная концентрация всех химических элементов кроме железа в низколегированных сталях невелика, спектры нормировались на характеристическую линию Fe на длине волны 252.0609 нм. При построении калибровочных моделей входные данные (спектры и величины концентрации) делятся на обучающую и проверочную выборки. Обучающая выборка содержит приблизительно 60 % от количества образцов, оставшиеся составляют проверочную. Для формирования выборок применялась модификация случайного отбора, когда образцы с двумя минимальными и двумя максимальными концентрациями калибруемого параметра обязательно присутствуют в обучении. После десятикратного повторения калибровок по разным выборкам итоговые модели усреднялись. На рис. 2–4 представлены калибровочные зависимости концентраций C, S и Cr, полученные методами PLS и scmwiPLS (*а*), а также SVR и scmwiSVR (*б*).



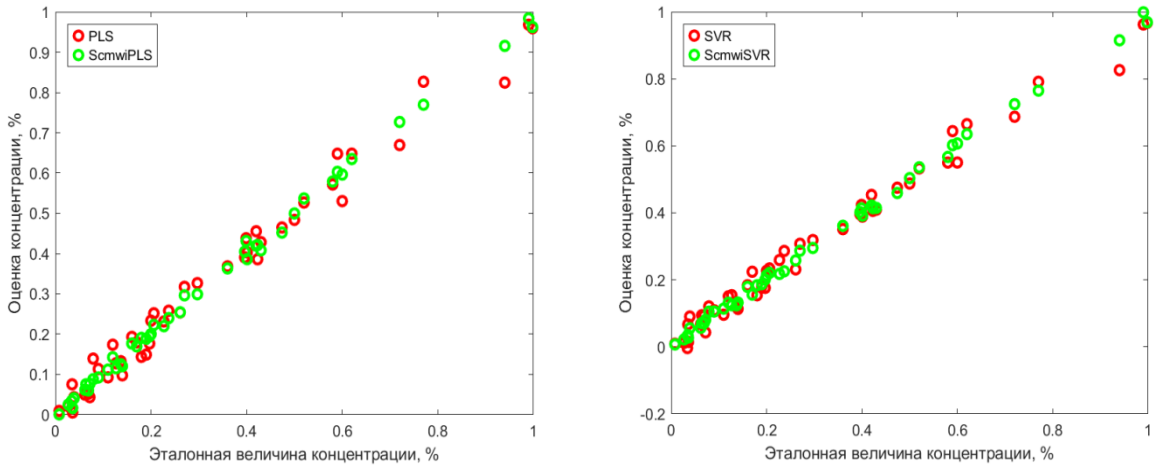

*а* *б*

*Рис. 2.* Калибровочные зависимости концентрации C




*а* *б*

*Рис. 3.* Калибровочные зависимости концентрации S




*а* *б*

*Рис. 4.* Калибровочные зависимости концентрации Cr

Показателями качества многопараметрических моделей являются среднеквадратичное отклонение (root mean square error – RMSE) и остаточное отклонение (residual prediction deviation – RPD), представляющее собой отношение стандартного отклонения концентрации в рассматриваемой выборке к RMSE.

В таблице представлены показатели качества для линейных и нелинейных моделей с выбором спектральных переменных для калибровки концентраций 10 химических элементов в низколегированных сталях.

Из приведенных результатов видно, что лишь линейная модель scmwiPLS для нахождения концентрации C является качественной (RPD < 3), все остальные модели являются количественными (RPD ≥ 3). Для всех элементов кроме Mn нелинейные модели характеризуются более высокой точностью по сравнению с линейными. Следует отметить точность калибровки содержания S в низколегированных сталях, которая, насколько нам известно, ранее не была получена в указанной спектральной области.

**Среднеквадратичное и остаточное отклонения калибровок концентрации химических элементов в эталонных образцах низколегированных сталей по эмиссионным лазерным спектрам в диапазоне длин волн 172-507 нм с шагом 0,1 нм методами частичных наименьших квадратов и регрессией на опорные вектора с выбором спектральных переменных методом поиска комбинации движущихся окон оптимальной ширины**

| Элемент | Диапазон концентрации, % | RMSE, % | | RPD | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | scmwiPLS | scmwiSVR | scmwiPLS | scmwiSVR |
| C | 0,8 | 0,101 | 0,069 | 2,0 | 3,0 |
| Mn | 2,0 | 0,020 | 0,024 | 25,4 | 21,4 |
| Si | 1,2 | 0,021 | 0,017 | 10,2 | 12,5 |
| Cr | 1,0 | 0,013 | 0,012 | 19,8 | 22,6 |
| Ni | 0,7 | 0,046 | 0,021 | 4,0 | 9,0 |
| Cu | 0,65 | 0,008 | 0,007 | 17,6 | 20,2 |
| V | 0,35 | 0,010 | 0,006 | 10,3 | 17,6 |
| S | 0,03 | 0,004 | 0,001 | 2,1 | 7,2 |
| Ti | 0,3 | 0,013 | 0,007 | 5,7 | 10,2 |
| Al | 0,05 | 0,004 | 0,003 | 3,3 | 4,4 |

Анализ характеристик созданных нелинейных многопараметрических калибровочных моделей подтверждает достаточность достигнутой точности определения концентраций легирующих добавок и технологических примесей для практического применения разработанного лазерного эмиссионного анализатора состава сталей.

Работа выполнена при финансовой поддержке заданий 1.1 и 1.5 ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций».

## Библиографические ссылки

1. A Comparative Analysis Study of Machine Learning Algorithms in the Quantitative Analysis of LIBS Steel / Ji-Shi Zheng [et al.] // Journal of Network Intelligence. 2024. Vol. 9, iss. 1. P.313–328.
2. Enhancing LIBS analysis accuracy of C element in low-carbon alloy steel by automatic segmented modelling with nonlinear-regression-based spectral line selection and Mahalanobis distance kernel space classification / S. Zhang [et al.] //Journal of Analytical Atomic Spectrometry. 2025. Advance Article.
3. Multielement simultaneous quantitative analysis of trace elements in stainless steel via full spectrum laser-induced breakdown spectroscopy / Q. Ma [et al.] // Talanta. 2024. Vol. 272. ArtID 125745.
4. *Garson G.D.* Partial Least Squares (PLS-SEM) // Statistical Publishing Associates, 2016.
5. Selection of Spectral Variables in Multivariate Calibration of C, Mn, Si, Cr, Ni, and Cu Concentrations in Low-Alloy Steels by Laser-Induced Breakdown Spectroscopy / M. V. Belkov [et al.] // Optics and Spectroscopy. 2022. Vol. 130, No. 8. P. 488–494.
6. *Belkov M. V.* Nonlinear Multivariate Calibration of Lowalloy Steel Composition by Applying Support Vector Regression to Low-Resolution Spectra of Compact Libs Setup / M. V. Belkov, K Yu Catsalap, M. A. Khodasevich // Plasma physics and plasma technology (PPPT-11): XI International Conference, Minsk, Belarus, September 15–19, 2025: contributed papers / [editors: N. V. Tarasenko, A. A. Nevar]. – Minsk : Kovcheg, 2025. P. 292–295.
7. *Guenther N., Schonlau M.* Support Vector Machines // The Stata Journal: Promoting Communications on Statistics and Stata. 2016. Vol. 16, No. 4. P. 917–937.
8. *Zhang Z. M.* Baseline Correction Using Adaptive Iteratively Reweighted Penalized Least Squares / Z. M. Zhang, S. Chen, Y. Z. Liang // Analyst. 2010. Vol. 135. P. 1138–1146.

# Comparison of underwater in situ gamma-ray spectrometers with NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ scintillators

**A. Naumenko, L. Blizniuk, Yu. Kurochkin**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: anaum@dragon.bas-net.by*

Based on experiments in a thermal chamber, temperature models for the detector energy scale were refined, relating the position of the photopeak in the spectrum with the energy of the registered gamma quantum depending on the temperature of the detectors and the high voltage of the photomultiplier. The detection efficiencies were determined from previously measured spectra of certified aqueous solutions of radionuclides in a water tank: the obtained experimental values were compared with the theoretical findings of Monte Carlo simulations of the detectors. Based on the analysis of spectra obtained in the results of field trials of the submersible two-detector in situ gamma spectrometer with NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ scintillators in an experimental lake, the activity concentrations of dissolved natural radionuclides and the minimally detectable activities of $^{137}Cs$ were estimated.

***Keywords:*** autonomous underwater gamma-ray spectrometer, marine radioactivity monitoring, detector calibration, scintillation response, Monte Carlo simulations.

# Сравнение подводных in situ гамма-спектрометров со сцинтилляторами NaI:Tl и $SrI_2:Eu^{2+}$

**А. Науменко, Л. Близнюк, Ю. Курочкин**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: anaum@dragon.bas-net.by*

На основе экспериментов в термокамере уточнены температурные модели для шкалы энергии детектора, связывающие положение фотопика в спектре с энергией регистрируемого гамма-кванта в зависимости от температуры детекторов и высокого напряжения ФЭУ. Эффективность детектирования определяется по ранее измеренным спектрам сертифицированных водных растворов радионуклидов в резервуаре с водой: полученные экспериментальные значения сравниваются с теоретическими результатами моделирования детекторов методом Монте-Карло. На основании анализа спектров, полученных в результате полевых испытаний погружного двухдетекторного *in situ* гамма-спектрометра со сцинтилляторами NaI:Tl и $SrI_2:Eu^2$ в опытном водоёме, оценены объемные активности растворенных естественных радионуклидов и минимально детектируемые активности $^{137}Cs$.

***Ключевые слова:*** автономный подводный гамма-спектрометр, радиационный мониторинг водной среды, калибровка детектора, сцинтилляционный отклик, моделирование Монте-Карло.

## Introduction

Underwater in situ gamma spectrometers are designed to measure the activity concentration of dissolved radionuclides directly at the dive site. NaI:Tl-scintillator based detectors are the most common choice for in situ gamma-radiation spectroscopy in water environment since they combine good detection efficiency, high light yield, stable performance, wide operating temperature range and low price [1, 2]. Due to the relatively low energy resolution of NaI:Tl detectors which leads to a possible overlap of

close spectral lines, the development of in-situ detectors based on scintillation crystals with better resolution has become topical in recent years. The $SrI_2:Eu^{2+}$ material has been found to possess exceptional scintillation properties including extremely high light yield, excellent energy resolution and proportional response [3]. Their disadvantages include high cost and not fully developed manufacturing process. In this work, a comparative study of submersible in situ NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ gamma spectrometers is performed, and, in particular, an analysis of joint calibration experiments and numerical modeling of the detector response using the Monte Carlo method are carried out.

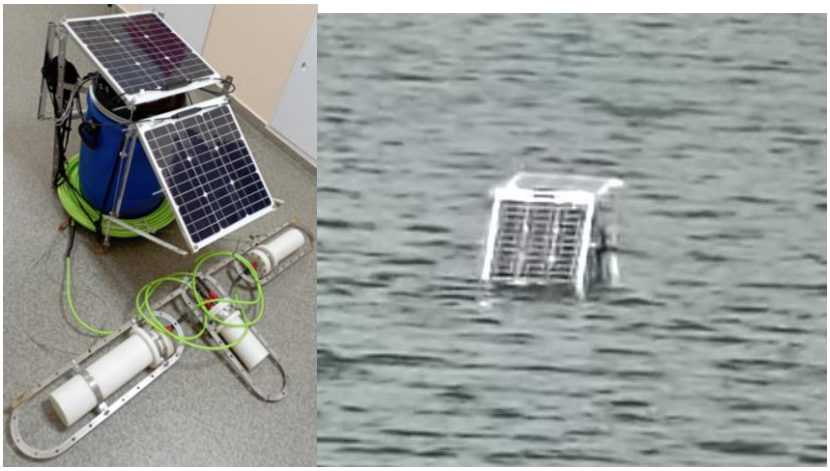


*Fig. 1.* The two-detector gamma-ray spectrometer (left panel), and the installed gamma spectrometer in an experimental lake (right panel)

## 1. Results

Comparative characterisation of two detectors based on 3" × 3" NaI:Tl crystals and of two detectors based on 1,5" × 1,5" $SrI_2:Eu^{2+}$ crystals with different resolution is carried out, as well as field tests of a two-detector submersible in-situ gamma-ray spectrometer with NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ scintillation detectors. Hereafter, the NaI:Tl detector studied in this paper will be referred to as "NaI-2" and the better resolution NaI:Tl detector from [2] studied earlier as "NaI-1". The names "SrI2-1" and "SrI2-2" will refer to the worse and better resolution $SrI_2:Eu^{2+}$ detectors, respectively. Figure 1 shows a photo of the two-detector gamma-ray spectrometer (a surface module: a buoy with solar panels, a battery and transmitting electronics; and a submersible module: two detector units and a microcomputer control unit), and a photo of the installed gamma spectrometer in an experimental lake. The gamma-ray spectra obtained in this field trials are presented in fig. 2. The following calibrations are required for the operation of radionuclide identification programs: 1) calibration of the energy scale of the detector (the dependence of the position of the photopeak in the spectral histogram on the energy of the absorbed gamma quantum); 2) calibration of the energy resolution of the detector (dependence of the width of the detected line on the energy); 3) calibration of the detection efficiency. These calibrations are discussed below. The main difference between the spectrum of fresh water (detector "NaI-2") from the experimental lake (fig. 2, left panel) compared to the similar spectrum of sea water from [2] (detector "NaI-1") is a two orders of magnitude lower activity concentration $^{40}K$:

$n_a[^{40}K]$ = 0.48 Bq/L, which is associated with a significantly lower salinity. Analysis of the spectra in fig. 2 gives the following levels of daily minimum detectable activity of the $^{137}Cs$ radionuclide for each of the detectors and experimental conditions: $MDA_{24}$[NaI-1, Sea] = 0.039 Bq/L, $MDA_{24}$[NaI-2, Lake] = 0.030 Bq/L and $MDA_{24}$[SrI2-1, Lake] = 0.12Bq/L.

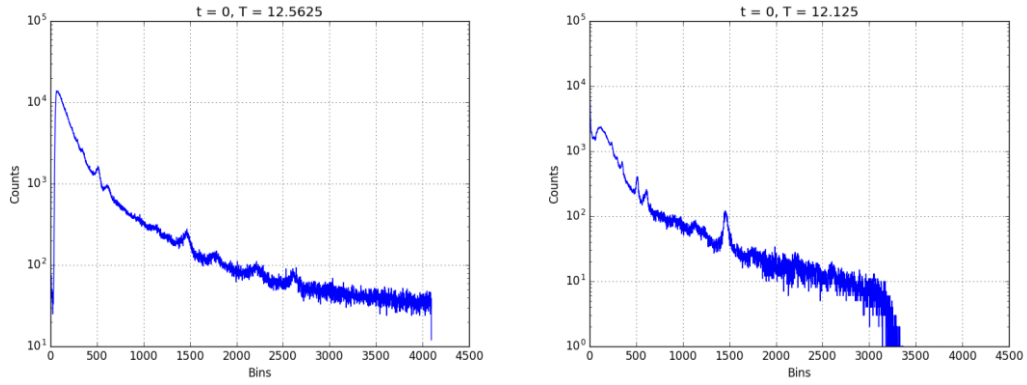



*Fig. 2.* The gamma-ray spectra for "NaI-2" (left panel) and for "SrI2-1" (right panel) detectors in the experimental lake

The first calibration experiment is measurements of the calibration gamma spectra of $^{152}Eu$ radionuclide with the gamma spectrometers placed in a temperature chamber in the temperature range from –10 °C to +50 °C both at a constant high voltage, as well as with the active high voltage control stabilizing the position of the photopeaks. While the temperature is slowly changing, the accumulated spectra are saved every 10 minutes, in addition, several time responses of the scintillator to gamma-quantum detection events are additionally saved. To obtain energy scale calibrations, the following set of well-resolved $^{152}Eu$ reference photopeaks (with gamma quanta energies $E_i$) is used: $E_i$ = [121.8, 344.3, 1408, 964.1, 778.9, 244.7] keV. The brightness of the scintillation response changes with changes in the temperature of the crystal, which leads to a shift of photopeaks in the spectral histogram of the detector. To compensate for this shift, one approach we use is to adjust the high voltage (HV) of the PMT based on software feedback so that the position ($P_i$) of the selected photopeak of the calibration source (here the $^{152}Eu$ photopeak with an energy of 1408 keV) remains constant [4] (fig. 3). Another possibility – similar experiments in a thermal chamber for three detectors with constant high voltage – is also discussed in detail in [4]. Given the single-exponential approximation of the scintillator time response, it is easy to obtain the following more sophisticated temperature model, which relates the temperature dependence of the linear gain coefficient of the detector energy scale calibration $a'_1(T)$ to the temperature dependence of the decay times (the scintillation pulse shape factor) $\tau_1(T)$, the integration time (the digital processing parameter of the multichannel analyzer) $t_{int}$, and high voltage of the photomultiplier HV($T$):

$$a'_1(T) = \phi_a(T)\tau_1(T)\left(1-\exp\left(-t_{int}/\tau_1(T)\right)\right)\mathrm{HV}(T)^n$$

where the coefficient $a'_1(T)$ is from: $P_i(T) = a'_0(T) + a'_1(T)\, E_i + ...$, and the temperature dependences $a'_1(T)$ and $\tau_1(T)$ (as well as HV($T$)) are represented by fitting polynomials obtained based on the analysis of the above experiments.

The energy resolution was determined from experiments with radionuclides $^{139}$Ce, $^{137}$Cs, $^{40}$K, $^{88}$Y, $^{241}$Am (59,5keV), $^{208}$Tl (2614keV) by measuring the Gaussian widths of the corresponding photopeaks. The resolution of each detector on the $^{137}$Cs line, $R = W_E/E$ ($W_E$ – the width in keV) is as follows: $R$[$^{137}$Cs, NaI-2] = 7,5 %, R[$^{137}$Cs, SrI2-1] = 4,2 %, $R$[$^{137}$Cs, SrI2-2] = 3,0 %, and for comparison $R$[$^{137}$Cs, NaI-1] = 6,5 %.

To obtain the absolute value of (volumetric) detection efficiency, verified solutions of radionuclides $^{139}$Ce (166 keV), $^{137}$Cs (662 keV), $^{40}$K (1461 keV) and $^{88}$Y (898 keV, 1836 keV) with a known activity concentration are sequentially poured into a water tank with a volume of 8m$^3$. For each detector, based on calculated areas of photopeaks, the absolute values of the detection efficiency for the energies of gamma quanta corresponding to these photopeaks are estimated: $\varepsilon_{exp} = N / (n_a\, I_\gamma\, t_{acc})$, where $\varepsilon_{exp}$ is the detection efficiency, $n_a$ is the activity concentration, $N$ is the photopeak area, $t_{acc}$ is the accumulation time, $I_\gamma$ is the emission probability. The detection efficiency determined from these spectra for the energies of gamma rays emitted by reference radionuclides, as well as a fitting curve ($\varepsilon_{fit}(E)$ – the efficiency versus the energy) are presented in [4]. The detection efficiency for the "SrI2-1" detector turn out to be two times lower compared to the efficiency of the "SrI2-2" detector.

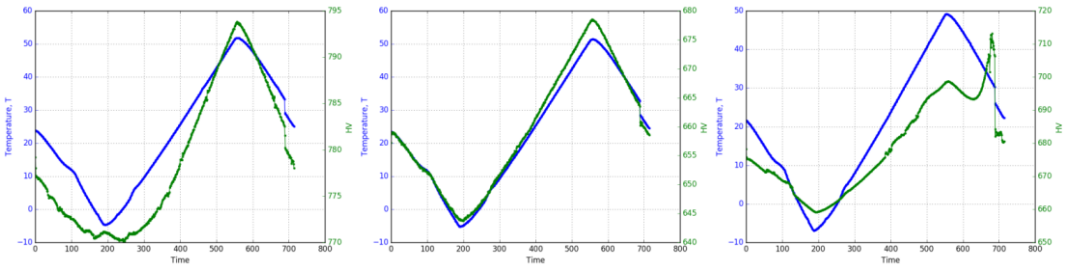



*Fig. 3.* Thermal chamber nonlinear gain control. Temperature ($T$) and high voltage (HV) vs time for detectors: "NaI-2" (left), "SrI2-1" (middle), and "SrI2-2" (right). The time unit is 10 min

The obtained experimental efficiency values are compared with the theoretical results of Monte Carlo (MC) simulation using the free software "Geant4", taking into account the materials and geometry of the detectors, as well as the geometry of the water tank. Monte Carlo simulation models include cylindrical 3" × 3" NaI:Tl or 1,5" × 1,5" $SrI_2$:$Eu^{2+}$ scintillation crystals coated with a PTFE reflector on the bottom and side surfaces and placed in copper or aluminum containers, cylindrical glass and aluminum layers for PMT and MCA, mu-metal magnetic shields, and cylindrical POM external cases with a wall thickness of 10 mm. Gamma quanta with a certain energy and random initial directions and positions are generated uniformly throughout the entire volume of the water tank with a detector immersed in it. Convolution of the spectra with the detector instrument function (with Gaussian of resolution calibration) was not applied at this stage. The detection efficiency determined from MC simulations (blue dots) and experiments (red stars) as a function of gamma-ray energy is given in the fig. 4 for NaI (left panel) and $SrI_2$ (right panel) detectors.

The following natural radionuclides (and their photopeaks) were identified in the obtained gamma spectra: $e^+e^-$ annihilation [510.8 keV], $^{40}$K[1460.8 keV], $^{208}$Tl[2614.5 keV], $^{214}$Bi[609.3, 1764.5, 1120.3, 2204.2, 934.1 keV], $^{214}$Pb[295.2, 351.9 keV], $^{212}$Pb[238.6 keV], $^{228}$Ac[794.9 keV]. In particular, the estimated activity concentration of the dissolved radionuclide $^{40}$K was $n_a[^{40}\text{K}] = 0.48(0.02)$ Bq/l (based on measurements on the "NaI-2" detector). Activity concentrations of other natural radionuclides: $n_a[^{208}\text{Tl}] = 0.024(0.003)$ Bq/l, $n_a[^{214}\text{Bi}] = 0.13(0.01)$ Bq/l, $n_a[^{214}\text{Pb}] = 0.17(0.02)$ Bq/l, $n_a[^{212}\text{Pb}] = 0.075(0.003)$ Bq/l.

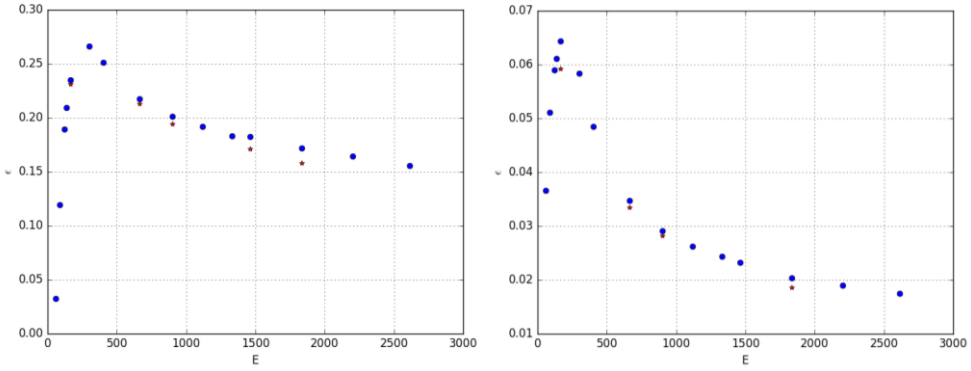



*Fig. 4.* The detection efficiency determined from MC simulations (blue dots) and experiments (red stars) versus the energy for NaI (left) and $SrI_2$ (right) detectors

## Conclusion

A comparative study of submersible in situ NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ gamma spectrometers was performed. In particular, an analysis of joint calibration experiments, field tests in an experimental lake, and numerical modeling of the detector response using the Monte Carlo method were carried out. Based on the analysis of the obtained spectra and detector calibrations, the activity concentrations of dissolved radionuclides, the intrinsic detector's activity for $^{40}$K radionuclide, and the minimally detectable activities of $^{137}$Cs were estimated. Volumetric detection efficiencies of NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ detectors were obtained both experimentally and based on Monte Carlo simulations.

## Acknowledgments

This work was partially supported by the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (project No. F24KITG-011).

## References

1. An autonomous in situ detection system for radioactivity measurements in the marine environment. / C. Tsabaris [et al.] // Appl. Radiat. Isot. 2008. Vol. 66. P. 1419–1426.
2. Autonomous NaI(Tl) gamma-ray spectrometer for in situ underwater measurements. / A. Naumenko, [et al.] // Nuclear Inst. and Methods, A 2018. Vol. 908. P. 97–109.
3. Scintillation Properties of and Self Absorption in SrI2:Eu2+. / M. S. Alekhin [et al.]// IEEE Trans. Nucl. Sci. 2011. Vol. 58. P. 2519–2527.
4. Comparison of underwater in situ gamma-ray spectrometers based on NaI(Tl) and $SrI_2(Eu^{2+})$ scintillators: temperature characterization, calibration and field trial / A. Naumenko [et al.]// Nonlinear Dynamics and Applications : Proceedings of the Thirty-first Annual Seminar NPCS'2024, Minsk, June 24–28, 2024. Vol. 30. P. 245–254.

# Исследование структуры фрагмента железного метеорита методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии

**А. О. Пухтеев[1)], Е. В. Абраменко[2)], М. А. Мартынова[2)], Н. А. Орехова[2)]**

[1)]*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: sanya.puhteev@mail.ru*
[2)] *ГУО «Средняя школа № 64 г. Минска», Минск, Беларусь*
*e-mail: sotis-nil@yandex.by*

Методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии изучено распределение железа, никеля и ряда сопутствующих элементов в образце фрагмента железного метеорита. Анализ результатов позволяет сделать предположение о наличии в метеорите грубоструктурных октаэдритов (камаситовая балка с оторочкой тэнита). Кроме того, обнаружено наличие зерен шрейберзита, а также некоторые другие элементы внутренней структуры этого метеорита.

***Ключевые слова:*** лазерная атомно-эмиссионная многоканальная спектрометрия; железный метеорит; видманштеттенова структура; камасит; тэнит.

# Study of the structure of an iron meteorite fragment using laser atomic emission multichannel spectrometry

**A. O. Puhteev[1)], E. V. Abramenko[2)], M. A. Martynova[2)], N. A. Orechova[2)]**

[1)]*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: sanya.puhteev@mail.ru*
[2)]*PEI «Secondary school № 64 Minsk», Minsk, Belarus, e-mail: sotis-nil@yandex.by*

The distribution of iron, nickel and a number of associated elements in a sample of an iron meteorite fragment was studied by the method of laser atomic emission multichannel spectrometry. Analysis of the results allows us to assume the presence of coarse-structured octahedrites in the meteorite (kamacite beam with a rim of tenite). In addition, the presence of schreibersite grains was found, as well as some other elements of the internal structure of this meteorite.

***Keywords*:** laser atomic emission spectrometry; iron meteorite; Widmanstätten structure; kamacite; taenite.

## Введение

Метеориты, представляющие собой обломки распавшихся планет, астероидов и комет, являются одним из самых важных источников информации о составе вещества и геологических процессах в Солнечной системе на различных этапах ее развития. Согласно современной статистике [1], среди упавших на Землю за последние 100–200 лет метеоритов на железные метеориты (сидериты) приходится 5,3–5,7 %, а на железо-каменные – всего 0,8–1,3 %.

Однако именно такие метеориты вызывают наибольший научный интерес, поскольку есть основания полагать, что они могут представлять собой обломки металлических ядер планет земного типа, в которых происходили слабоизученные обменные процессы, сильно повлиявшие на формирование каменной мантии [1].

## 1. Методика и результаты исследования

В метеоритах не содержится каких-либо новых, неизвестных на Земле, химических элементов. Изотопный состав многих химических элементов метеоритов оказался тождественным изотопному составу тех же элементов земного происхождения. Наличие в метеоритах радиоактивных химических элементов и продуктов их распада позволяет определить возраст вещества, их слагающего. В межпланетном пространстве метеориты подвергаются воздействию космических лучей, и в них образуются стабильные и нестабильные космогенные изотопы. По их содержанию определён так называемый космический возраст метеоритов, т. е. время их самостоятельного существования, составляющее для разных экземпляров от немногих миллионов до сотен миллионов лет. Измерения космогенных изотопов позволяют также определять земной возраст давно упавших метеоритов, т. е. промежуток времени с момента падения метеоритов на Землю, достигающий десятков и сотен тысяч лет [2].

Целью работы являлось исследование внутренней структуры фрагмента железного метеорита. Оценку локального пространственного и объемного распределения элементов проводили методом лазерной многоканальной спектрометрии, используя лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1. Плавление вещества и возбуждение плазмы в спектрометре осуществляется излучением двух-импульсного лазера на АИГ+$Nd^{3+}$ (модель LS2131 DM). Длительность импульсов ≈ 15 нс. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер пятна фокусировки около 50 мкм. Энергия импульсов 35 мДж. Интервал между импульсами 10 мкс.

Первый импульс испаряет тонкий слой образца толщиной примерно 1,7 мкм [3]. Второй импульс возбуждает полученные пары, спектр излучения которых регистрирует спектрометр. Метод лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии позволяет изучать качественный и количественный состав метеорита не только по поверхности, но и по глубине, т. е. дает возможность выявлять его структуру. Для оценки распределения железа и никеля использованы интенсивности линий железа (404,451 нм) и никеля (352,411 нм).

Изучаемый фрагмент, показанный на рис. 1, имеет достаточно большую поверхность спила и элементы его видманштеттеновой структуры будут иметь заметную протяженность.

*Рис.1.* Исследуемая область фрагмента метеорита

Структуру образуют пересекающиеся пластины камасита, ориентированные по плоскостям октаэдра в тэните. Толщина камаситовых балок связана обратной зависимостью с валовым содержанием никеля, являясь основой для подразделения октаэдритов на тонко-, средне-, грубо- и весьма грубоструктурные с примерными размерами балок 0,6 мм; 0,6–1,3 мм; 1,3–3,3 мм и более 3,3 мм [4].

Для выявления элементов видманштеттеновой структуры фрагмент метеорита был пробит на спиле сдвоенными импульсами лазера (20 импульсов в каждой точке) на глубину 34 мкм (рис. 1).

В исследуемой области пробито 7 рядов с интервалом между точками 0,3 мм и 0,25 мм между рядами. На рис. 2 показана зависимость отношения интенсивностей линий Fe и Ni от номера точки на поверхности спила.

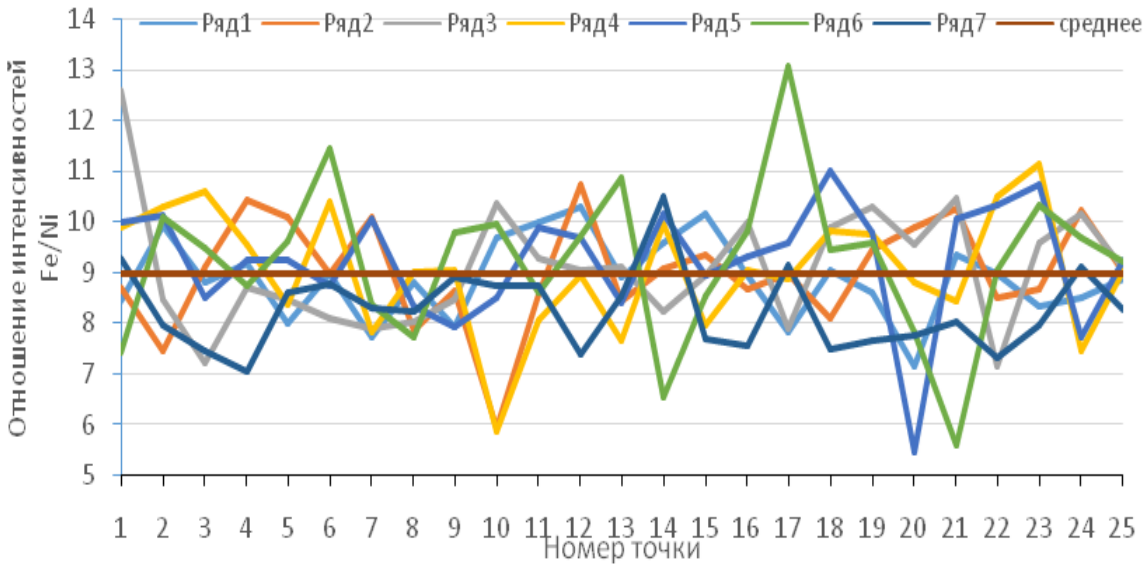



*Рис.2.* Зависимость отношения интенсивностей линий Fe и Ni в спектрах спила образца от номера точки на поверхности спила

На рис. 2 видно, что концентрация никеля во всех точках исследуемой части спила различается. В определенных рядах выделяются места с повышенной концентрацией никеля, что свидетельствует о наличии фрагментов видманштеттеновой структуры на спиле железного метеорита. Учитывая то, что на рисунке приведены отношения суммарных интенсивностей элементов по 20 слоям, то есть на глубину 34 мкм, для выявления более мелких элементов структуры необходимо изучить распределение никеля в каждом слое.

Тем не менее на рис. 2 выделяется ряд 7, показанный отдельно на рис. 3.

На рис. 3 видно, что почти по всей длине ряда 7 количество никеля выше среднего значения. Между точками 2 и 13 располагается камаситовая балка шириной 3,3 мм с оторочкой тэниташириной примерно 0,5 мм слева и 0,2 мм справа. Таким образом, мы выявили грубоструктурный элемент видманштеттеновой структуры. Далее в ряду имеются включения тэнита шириной около 0,5 мм (точки 15 и 16) и

шириной около 1,5 мм между точками 18–23. Точка 4 выделяется самым большим содержанием никеля, составляющим 8 %.

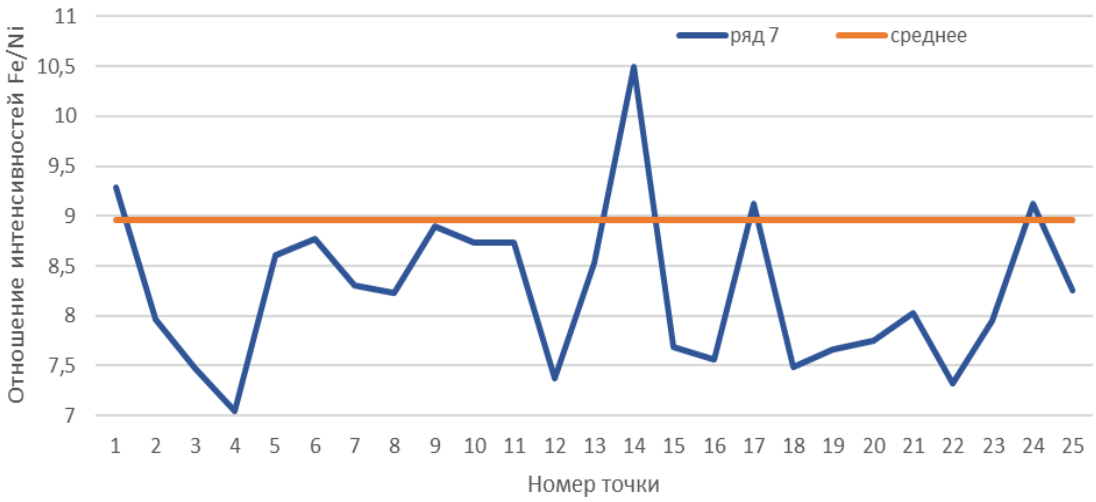



*Рис 3.* Зависимость отношения интенсивностей линий Fe и Ni в спектрах спила образца от номера точки на поверхности спила в ряду 7

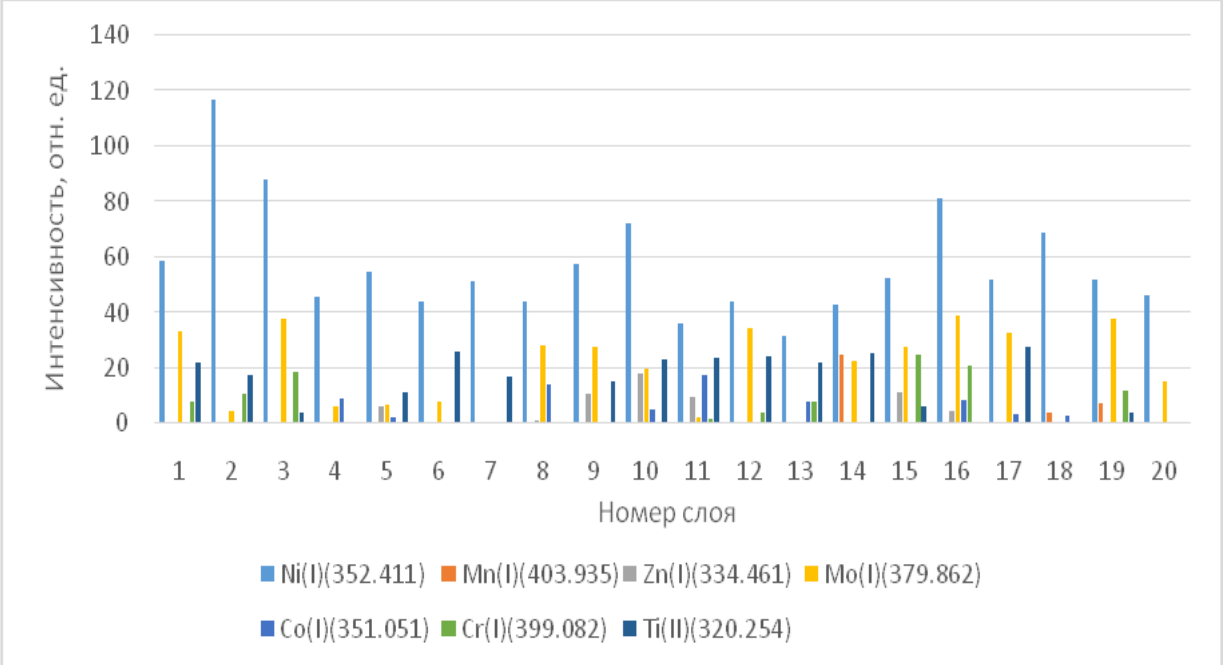



*Рис.4.* Интенсивность спектральных линий отдельных элементов в точке 4 ряда 7

Из рис. 4 видно, что в данной точке имеется также ряд других металлов. До глубины около 5 мкм расположены слои (1–3), содержащие молибден, хром и титан. Аналогичное включение расположено на глубине примерно 18–20 мкм (слой 12). Наличие хрома, кобальта и молибдена в 16 слое позволяет сделать предположение о наличии здесь зерна шрейберзита размером около 1,7 мкм, аналогичного обнаруженным в метеорите Маслянино [5]. Вероятно, такое же зерно находится в слое 8. Изучаемый метеорит отличается от метеорита Маслянино наличием

большого числа включений, содержащих титан: титан отсутствует только в пяти слоях (слои 4, 8, 16, 18, 20). Кроме того, следует отметить и малое число слоев, содержащих марганец (слои 14, 18, 19), что тоже отличает этот метеорит от метеорита Маслянино.

## Заключение

Таким образом, выполненные методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии исследования позволили выявить грубоструктурный элемент видманштеттеновой структуры, т. е. камаситовую балку с оторочкой тэнита во фрагменте железного метеорита. Также обнаружено наличие зерен шрейберзита и выявлено отличие исследуемого фрагмента от метеорита Маслянино по содержанию титана и марганца.

Изучение структуры железных метеоритов является весьма актуальным, так как это помогает определить состав вещества и описать геологические процессы в Солнечной системе на различных этапах ее развития.

## Библиографические ссылки


1. Железный метеорит Большой Долгучан: результаты минералого-геохимических исследований / В. И. Силаев [и др.] // Вестник ИГ Коми НЦ УрО РАН. 2016. Т. 7. С. 10–18.
2. Минералы метеоритов – новый каталог / А. В. Иванов [и др.] // Геохимия. 2019. Т. 64. № 8. С. 869–932.
3. Исследование процессов пробоя сталей методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии / Н. А. Орехова [и др.] // XIV Международная конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2025. С. 409–410.
4. *Теплякова С. Н.* Петрология и геохимия железных метеоритов группы IIE с силикатными включениями на примере метеорита Эльга: дис … канд. геол.-минер. наук: 25.00.09 / С. Н. Теплякова; ГЕОХИ РАН – Москва, 2017. С. 15–16.
5. Минералого-геохимическое исследование и классификационные признаки железного метеорита с силикатными включениями Маслянино / Пономарев Д. С. [и др.]. [Электронный ресурс]. URL: https://www.sibran.ru/upload/iblock/e1d/e1db3f230f98dd53c6e0dfe98af71173.pdf?ysclid=m3leaf53la498437416 (дата обращения 21.09.2025).

# Многопараметрическая калибровка температуры по спектрам флуоресценции 5%$Yb^{3+}$,0.1%$Ho^{3+}$:95MgCaSrBaY$Al_2F_{14}$-5Ba$(PO_3)_2$

**С. П. Апанасевич[1)], П. С. Колодочка[1, 3)], Д. А. Королько[1)], П. А. Куликовская[1, 3)], Е. В. Колобкова[2)], И. А. Ходасевич[1)], М. А. Ходасевич[1)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
*[3)] Университет НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Методы машинного обучения применены для калибровки температуры по спектрам ап-конверсионной флуоресценции $Ho^{3+}$ в стекле 5%$Yb^{3+}$,0.1%$Ho^{3+}$:95MgCaSrBaY$Al_2F_{14}$-5Ba$(PO_3)_2$ в диапазонах длин волн 505–560 нм и 605–670 нм для интервала температур от 30 до 105°C. Полученные величины абсолютной чувствительности 0,021 $K^{-1}$ и неопределенности 0,11 K существенно превышают характеристики традиционно применяемого ратиометрического метода.

***Ключевые слова***: флуоресцентная термометрия, метод главных компонент, метод частичных наименьших квадратов.

# Multivariate temperature calibration based on fluorescence spectra of 5%$Yb^{3+}$,0.1%$Ho^{3+}$:95MgCaSrBaY$Al_2F_{14}$-5Ba$(PO_3)_2$

**S. P. Apanasevich[1)], P. S. Kolodochka[1, 3)], D. A. Korolko[1)], P. A. Kulikovskaya[1, 3)], E. V. Kolobkova[2)], I. A. Khodasevich[1)], M. A. Khodasevich[1)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] ITMO University, Saint-Petersburg, Russia*
*[3)] University of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

Machine learning methods are applied to calibrate the temperature based on the spectra of $Ho^{3+}$ upconversion fluorescence in glass 5%$Yb^{3+}$,0.1%$Ho^{3+}$:95MgCaSrBaY$Al_2F_{14}$-5Ba$(PO_3)_2$ in the wavelength ranges 505-560 nm and 605-670 nm for the temperatures from 30 to 105 °C. The obtained values of absolute sensitivity of 0.021 $K^{-1}$ and uncertainty of 0.11 K significantly exceed the characteristics of the traditionally used ratiometric method.

***Keywords:*** fluorescence thermometry, principal component analysis, partial least squares.

Измерение температуры – одной из семи фундаментальных физических величин в международной системе единиц – широко практикуется в промышленности, медицине, сельском хозяйстве, научных исследованиях и других областях. Из оптических явлений в термометрах используются флуоресценция [1], комбинационное рассеяние [2], интерферометрия [3] и другие. Наиболее распространен оптический бесконтактный метод калибровки температуры, основанный на определении отношения интенсивности флуоресценции (fluorescence intensity ratio – FIR) [4] на двух длинах волн или в двух спектральных интервалах и обладающий высокими точностью и пространственным разрешением, быстрым откликом, широким температурным диапазоном и нечувствительностью к электромагнитным помехам.

Материалы, активированные обладающими свойством ап-конверсионной флуоресценции редкоземельными ионами ($Er^{3+}$, $Tm^{3+}$, $Ho^{3+}$), которые преобразовывают излучение ближнего инфракрасного диапазона в фотоны видимого/ультрафиолетового диапазона, привлекают большое внимание в флуоресцентной термометрии [5]. Среди них наиболее изучены среды, активированные $Er^{3+}$, который демонстрирует две интенсивные полосы зеленой флуоресценции, происходящей при переходах с термально связанных уровней энергии $^2H_{11/2}$ и $^4S_{3/2}$ [6]. Перекрытие используемых для калибровки температуры полос ап-конверсионной флуоресценции и узкий зазор между соответствующими энергетическими уровнями ограничивают точность и чувствительность измерений. Задача улучшения указанных характеристик обуславливает важность проведения работ по разработке новых материалов и методов флуоресцентной термометрии.

Среди редкоземельных элементов с ап-конверсионной флуоресценцией наименее изучен Ho, характеризующийся низкой эффективностью преобразования излучения накачки с длиной волны 980 нм. Этот недостаток компенсируется дополнительной активацией Yb, который служит сенсибилизатором и значительно увеличивает интенсивность флуоресценции $Ho^{3+}$ [7].

В настоящей работе для флуоресцентной калибровки температуры применяется алюмо-фторидное стекло $95MgCaSrBaYAl_2F_{14}$-$5Ba(PO_3)_2$, содержащее 5 моль% ионов $Yb^{3+}$ и 0,1 моль% ионов $Ho^{3+}$. Возбуждение флуоресценции исследуемого образца осуществлялось излучением диодного лазера непрерывного действия Puma-970 "Милон Лазер" ООО (Россия) с длиной волны вблизи 960 нм. Излучение флуоресценции регистрировалось спектрометром S100 "Солар ЛС" ЗАО (Беларусь) в диапазоне длин волн 190–1100 нм с разрешением около 1 нм в попутном возбуждению направлении после ослабления последнего фильтром. Макет датчика температуры помещался в термошкаф для проведения измерений в области температур 30–105ºС. Для обеспечения квазистационарных условий по температуре измерения производились при естественном остывании предварительно нагретого до 120ºС термошкафа. Мощность излучения накачки выбиралась для достижения максимума интенсивности флуоресценции около 1500 ед. при комнатной температуре и составляла 250 мВт. Для проведения анализа нормированных спектров флуоресценции $Ho^{3+}$ выбирались представленные на рис. 1 две полосы: 505–560 нм и 605–670 нм.

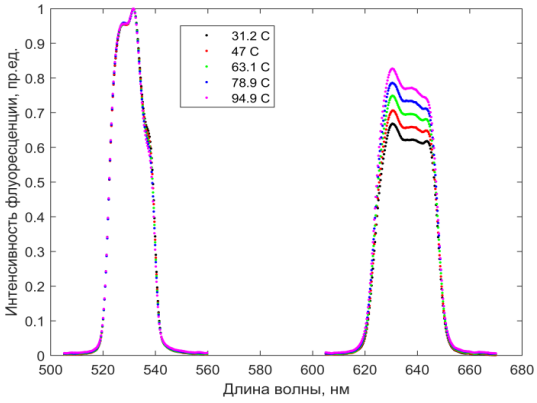



*Рис. 1.* Спектры флуоресценции исследуемого образца

Для калибровки температуры нами использовались методы машинного обучения [8] – метод главных компонент (principal component analysis – PCA) и метод частичных наименьших квадратов (partial least squares – PLS). В отличие от метода FIR они используют спектральную информацию не на двух длинах волн или достаточно узких спектральных интервалах, а во всем измеренном спектральном диапазоне. Нормировка спектров флуоресценции устраняет чувствительность многопараметрической калибровки к шумам интенсивности излучения накачки аналогично использованию отношения интенсивностей в методе FIR.

Метод PCA в многомерном пространстве спектральных переменных (в данном случае имеются измерения на 452 длинах волн) находит упорядоченное маломерное пространство главных компонент, которые описывает дисперсию анализируемых данных в убывающем порядке. На рис. 2 представлена кумулятивная объясняемая дисперсия для первых 10 главных компонент. Видно, что наблюдаемые изменения спектров флуоресценции описываются одной главной компонентой. Счета́ *Score*1 – проекции спектров на направление первой главной компоненты – представлены на рис. 3.

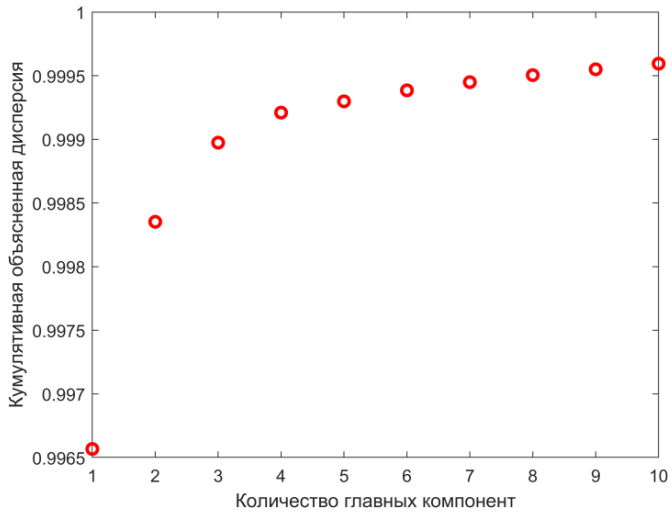



*Рис. 2.* Зависимость кумулятивной объясненной дисперсии спектров от количества главных компонент в методе PCA

Нахождение всех измерений в пределах 95 % доверительного интервала линейной аппроксимации счето́в показывает возможность использовать регрессию на главную компоненту (principal component regression – PCR) в качестве альтернативы методу FIR [9]. Поскольку отсутствие нулевой главной компоненты обязывает осуществлять предварительное центрирование спектров (приравнивание нулю среднего по всем измерениям на каждой длине волны), то при калибровке температуры методом PCR возможно определить только абсолютную чувствительность $S_a = (\frac{dScore1}{dT} = 0.021\ \mathrm{K}^{-1}$. Полученная величина существенно превышает абсолютную чувствительность $S_a = \frac{dFIR}{dT} = 0.006\ \mathrm{K}^{-1}$ ратиометрической калибровки температуры по широкополосной флуоресценции исследуемого образца (относительная чувствительность $S_r = \frac{1}{FIR}\left|\frac{dFIR}{dT}\right| = 0.38\%\ \mathrm{K}^{-1}$ при 298 K) [10].

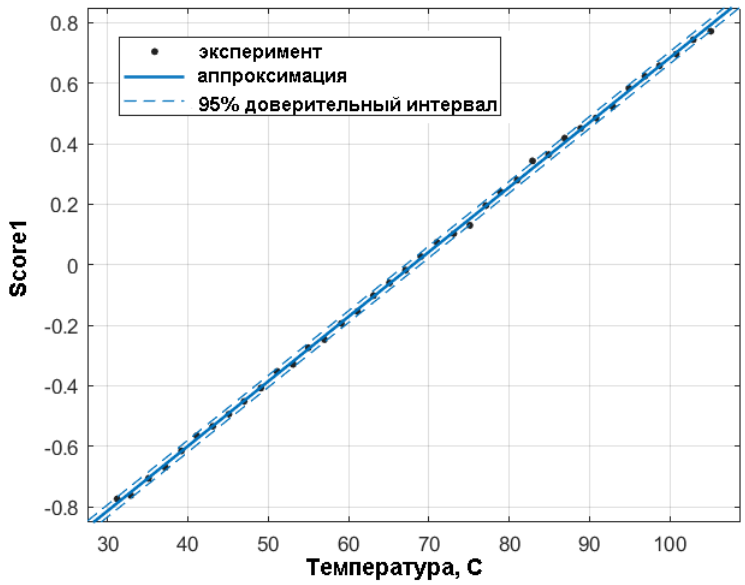



*Рис. 3.* Зависимость счетов в первую главную компоненту спектров флуоресценции исследуемого образца от температуры

Возможно, более важным показателем калибровки температуры является ее неопределенность $\delta T = \overline{T_{estimation} - T_{real}}$. Для повышения этого параметра был применен более передовой метод анализа многопараметрических данных – PLS, который выбирает маломерное подпространство спектральных переменных, максимально коррелированных с вектором значений температуры. В рассматриваемом случае мультиколлинеарность спектров флуоресценции уменьшается путем применения метода выбора спектральных переменных поиском комбинации движущихся окон оптимальной ширины (searching combination moving window interval PLS – scmwiPLS) [11]. Это приводит к уменьшению $\delta T$ с 0.17 K для PLS до 0.11 K для scmwiPLS. Эти величины существенно ниже соответствующей характеристики для метода FIR (0.5 K [10]). Определенные методами PLS и scmwiPLS калибровочные зависимости температуры показаны на рис. 4.

Таким образом, рассмотрение применения машинного обучения к спектрам ап-конверсионной флуоресценции $Ho^{3+}$ в алюмофторидном стекле в диапазонах длин волн 505–560 нм и 605–670 нм для интервала температур от 30 до 105°C подтвердило высокий потенциал методов анализа многопараметрических данных для калибровки температуры. Абсолютная чувствительность 0,021 $K^{-1}$, достигнутая методом главных компонент, и неопределенность температуры 0,11 K, полученная методом частичных наименьших квадратов с поиском комбинации движущихся окон оптимальной ширины, существенно превышают характеристики традиционно применяемого ратиометрического метода. Результаты показывают, что флуоресцентные датчики с многопараметрической калибровкой температуры на основе $5\%Yb^{3+},0.1\%Ho^{3+}$:$95MgCaSrBaYAl_2F_{14}$-$5Ba(PO_3)_2$ характеризуются высокой чувствительностью и точностью, позволяющими применять их в промышленности и медицине.

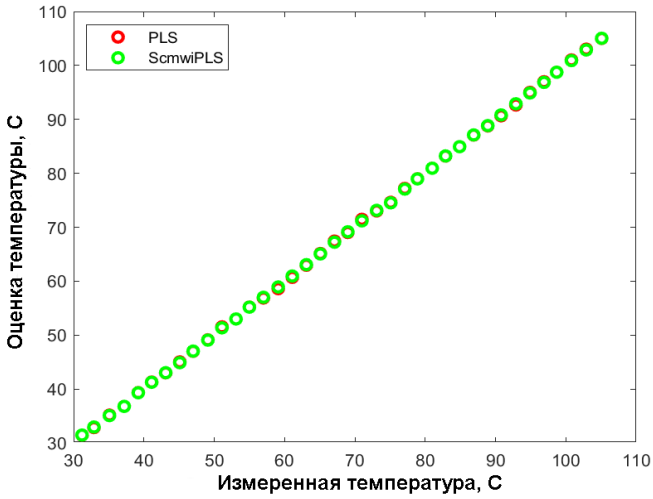



*Рис. 4.* Калибровочные зависимости температуры, определенные методами PLS и scmwiPLS по спектрам флуоресценции исследуемого образца

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке мероприятия 3.1 НТП СГ «Компонент Ф» и задания 1.1 ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций».

## Библиографические ссылки

1. An ultra-sensitive fluorescence thermometer: $Ca_2MgWO_6$: $Tm^{3+}$ phosphor / Yixuan Guo [et al.] // Ceramics International. 2025. Vol. 51, iss. 16. Part A. P. 22050–22058.
2. Near-Infrared Multiwavelength Raman Anti-Stokes/Stokes Thermometry of Titanium Dioxide / V. Zani [et al.] // Chemosensors. 2024. Vol. 12, iss. 9. Art.ID 191 (1:14).
3. Fast-Response Temperature Sensing Using Dual-Wavelength Differential Cross Multiplication for Interrogating Fiber-Optic Fabry–Pérot Interferometers / C. Lu [et al.] // IEEE Sensors Journal. 2025. Vol. 25, No. 6. P. 9633–9640.
4. Thermally enhanced NIR up-conversion fluorescence multimode thermometry based on $Y_2Mo_3O_{12}$:$Nd^{3+}$,$Yb^{3+}$ / Y. Zhang [et al.] // Journal of Materials Chemistry C. 2024. Vol. 12, iss. 21. P. 7588–7595.
5. Lanthanide doped luminescence nanothermometers in the biological windows: strategies and applications / A. Nexha [et all.] // Nanoscale. 2021. Vol. 13. P. 7913 7987.
6. $Ba_2LuNbO_6$:$Er^{3+}$,$Yb^{3+}$ up-conversion phosphors for dual-mode thermometry based on fluorescence intensity ratio / Y. Chen [et al.] // Journal of the American Ceramic Society. 2024. Vol. 107, iss. 12. P. 8246–8255.
7. Yb,Ho:$(La_{0.1}Y_{0.9})_2O_3$ ceramics for thermometric applications based on the upconversion emission / Y. Pan [et al.] // Journal of Luminescence. 2021. Vol. 238. ArtID 118293.
8. A review of machine learning for near-infrared spectroscopy / W. Zhang [et al.] // Sensors. 2022. Vol. 22, iss. 24. P. 9764.
9. Quick and accurate optical thermometry based on chemometrics model strategy in $Na_{0.5}Gd_{0.5}TiO_3$:$Er^{3+}$ / L. Yuan [et al.] // Ceramics International. 2023. Vol. 49. iss. 16. P. 26786–26793.
10. Fluorophosphate glass for fluorescence thermometry: optimization of holmium and ytterbium ions concentration / A. S. Piotukh [et al.] // Materials Science: Abstracts of the 12th Intern. Conf. Ulaanbaatar. Mongolia. 2024. P. 76–77.
11. Multivariate Calibration of the Composition of Low-Alloy Steels Using Preprocessed Low-Resolution Emission Spectra with Spectral Variables Selection / M. V. Belkov [et al.] // Journal of Applied Spectroscopy. 2023. Vol. 90, iss. 2. P. 274–278.

# Кинетический спектрофлуориметр для анализа объектов в физике и биологии

**М. П. Самцов[1)], Д. С. Тарасов[1, 2)], А. Е. Радько[1)], К. А. Шевченко[1)], А. А. Кирсанов[2)], Н. В. Лабода[1, 2)], Е. С. Воропай[2)]**

*[1)] Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: samtsov@mail.ru*
*[2)] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

Разработан и изготовлен лазерный спектрофлуориметр для спектрально-кинетического люминесцентного анализа, который позволяет регистрировать стационарный спектр флуоресценции, кинетику затухания флуоресценции по методу время-коррелированного счета одиночных фотонов при возбуждении импульсным лазерным источником света.

***Ключевые слова:*** спектрофлуориметр; спектрально-кинетический люминесцентный анализ; длительность затухания флуоресценции; время-коррелированный счет одиночных фотонов; органические красители.

# Kinetic spectrofluorimeter for the analysis of objects in physics and biology

**M. P. Samtsov[1)], D. S. Tarasau[1, 2)], A. E. Radzko[1)], K. A Shevchenko[1)], A. A. Kirsanov[2)], N. V. Laboda[1, 2)], E. S. Voropay[2)]**

*[1)]A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: samtsov@mail.ru*
*[2)] Belarusian State University, Minsk, Belarus*

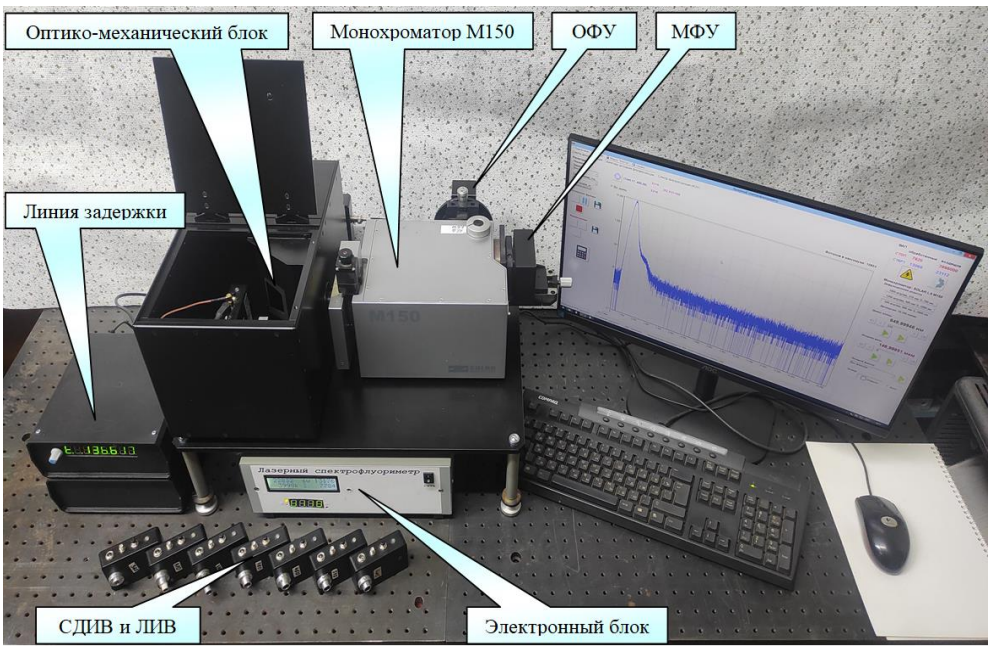
The laser spectrofluorometer for spectral-kinetic luminescence analysis has been developed and manufactured, which allows recording a stationary fluorescence spectrum, fluorescence decay kinetics using the time-correlated single photon counting method when excited by a selected pulsed light source.

***Keywords:*** spectrofluorometer; spectral-kinetic luminescence analysis; fluorescence decay time; time-correlated single photon counting; organic dyes.

Использование спектрально-кинетического люминесцентного анализа в фотофизических, биологических и других исследованиях позволяет получать существенно более обширную информацию об изучаемых системах по сравнению с исследованиями только с помощью стационарной флуоресцентной спектроскопии [1, 2]. Актуальность использования аппаратуры для временного анализа спектрально-люминесцентных параметров обусловлена тем, что для детального анализа многих процессов, основанного на регистрации спектров поглощения и испускания флуоресцентных зондов, которые в большинстве случаев являются широкополосными и бесструктурными, таких характеристик недостаточно. При совпадении спектров люминесценции более информативным оказываются кинетические характеристики испускания исследуемых объектов. На базе измерений спектрально-кинетических параметров обеспечивается изучение молекулярной структуры белков и мембран, механизмов переноса ионов в мембранах, механизмов аллергических реакций

и многие другие. Наблюдается рост интереса к методикам, основанным на измерении длительности затухания флуоресценции экзогенных и эндогенных флуорофоров для медицинских приложений. Высокая чувствительность люминесцентного анализа позволяет определять с его помощью предельно малые концентрации биологически важных веществ, определять патологические изменения биотканей и биоорганизмов.

Сегодня на рынке есть несколько производителей спектрофлуориметров с временным разрешением. Это достаточно дорогое оборудование, требующее высокой квалификации специалистов при его эксплуатации и обслуживании, что существенно ограничивает их использование в учебных целях. В данной работе представлены описание и характеристики разработанного и созданного лазерного спектрофлуориметра для научно-учебных целей в области спектрально-кинетического люминесцентного анализа в экспериментальной физике и биологии. Спектрофлуориметр позволяет регистрировать стационарный спектр флуоресценции и кинетику затухания флуоресценции образцов при возбуждении импульсным источником света. Регистрация кинетики затухания флуоресценции реализована по методу время-коррелированного счета одиночных фотонов.




Внешний вид лазерного спектрофлуориметра

При построении прибора в основу положен модульный принцип, что позволяет легко реализовать нужную конфигурацию спектрофлуориметра, которая требуется для выполнения конкретных исследований. С другой стороны, посредством совершенствования отдельных ключевых узлов можно изменять параметры аппара-туры в целом, заменой узлов со схожим функциональным назначением, но существенно иными параметрами. Принципиальная схема спектрофлуориметра состоит из трёх функционально законченных частей (рисунок): оптико-механиче-ского блока, электронного блока и персональной электронно-вычислительной машины для выполнения специального программного обеспечения по управлению спектрофлуориметром

и анализу кинетики затухания флуоресценции. В состав спектрофлуориметра входят сменные импульсные лазерные и светодиодные источники возбуждения (ЛИВ и СДИВ), камера образцов, монохроматор, одноквантовое фотоприемное устройство (ОФУ), многоканальное фотоприемное устройство (МФУ), управляемая линия задержки (УЛЗ). В спектрометре использованы несколько лазерных и светодиодных источников света собственной разработки, которые позволяют осуществлять возбуждение флуоресценции в спектральном диапазоне 250–760 нм. Импульсный режим источников света реализован посредством оригинального схемотехнического решения. Созданные импульсные источники могут работать в пико- и нано- режимах, с длительностью импульса 0,07 – 0,3 нс или 1,5 – 3,0 нс. Реализована возможность выбора частоты следования импульсов от килогерца до нескольких мегагерц, что необходимо для обеспечения возможности исследования кинетики затухания люминесценции в микросекундном или наносекундном диапазонах.

Оптико-механический блок включает кюветное отделение, монохроматор-спектрограф М150 (Solar LS, Беларусь), фотоприемные устройства. В качестве основы одноквантового фотоприемного устройства использован фотоумножитель Hamamatsu R928 (Япония), многоканальное фотоприемное устройство разработано на базе КМОП-детектора Hamamatsu S13496 (Япония). Электронный блок выполняет функции блока питания для источников возбуждения, обеспечивает управление источником высоковольтного напряжения для фотоумножителя, регистрацию и анализ сигнала с него. Для регистрации кинетики затухания флуоресценции в режиме время-коррелированного счета фотонов в спектрофлуориметр включена схема временной привязки и время-амплитудный преобразователь (ВАП).

Разработано программное обеспечение (ПО) для объединения отдельных узлов в единый программно-аппаратный комплекс. ПО спектрофлуориметра позволяет организовать управление монохроматором-спектрографом М150 и электронным блоком, что обеспечивает высокую степень автоматизации при регистрации и обработке стационарных спектров и кинетики затухания флуоресценции. В ПО спектрофлуориметра включен разработанный программный модуль «ФлуоТау» для анализа кинетики затухания флуоресценции, зарегистрированный по методу время-коррелированного счета одиночных фотонов. В его основе нелинейный метод наименьших квадратов. Модуль «ФлуоТау» позволяет аппроксимировать зарегистрированную кинетику затухания флуоресценции суммой от одной до пяти экспонент, имеет широкие возможности предварительной обработки кинетики и настройки модели аппроксимации.

Оптическая схема и основные узлы спектрофлуориметра разрабатывались таким образом, чтобы обеспечить технический уровень, сопоставимый с современными отечественными и зарубежными аналогами. Основные характеристики спектрофлуориметра следующие: диапазон измеряемых времен затухания свечения – 0,2–10 000 нс; временное разрешение – 0,1 нс; длины волн светодиодных источников возбуждения – 267,5 нм, 305,0 нм и 368,1 нм; длины волн лазерных источников возбуждения – 400,7 нм, 451,6 нм, 508,2 нм, 657,9 нм и 759,3 нм; спектральный диапазон регистрации излучения в монохроматорном режиме – 200–830 нм, в полихроматорном – 200–1000 нм; динамический диапазон по фотометрической шкале в монохроматорном режиме $10^6$.

Для верификации работы спектрофлуориметра и определения его временного разрешения предложен набор эталонных образцов с длительностью затухания флуоресценции в нано- и микросекундном диапазонах. Поиск подходящих образцов осуществлялся в соответствие с требованиями, которые сформулированы в работе [3]. Основное требование при выборе образцов такого рода – наличие в системе одного поглощающего и флуоресцирующего центра. В итоговый набор вошли красители оксазин 17, 4-дициано-метилен-2-метил-6-(p-(диметиламино)стирил)-4H-пиран (DCM), родамин 6Ж, индотрикарбоцианиновый краситель HITC (ИТК1) в этаноле, криптоцианин в метаноле, эритрозин-Б в дистиллированной воде и новый индотрикарбоцианиновый краситель ИТК2 в о-дихлорбензоле.

Для приготовления растворов использованы дистиллированная вода, а также органические растворители (этанол, метанол и о-дихлобензол. Спектры поглощения красителей зарегистрированы с помощью спектрофотометров PV 1251B (“Солар”, Беларусь) и Photon RT (“Эссент Оптикс”, Беларусь). Флуоресцентные характеристики красителей исследованы с помощью спектрофлуориметра Fluorolog-3 (Horiba Scientific, СШАФранция-Япония). Концентрация красителей в растворах подбиралась такой, чтобы оптическая плотность в максимуме полосы поглощения не превышала 0,1. Для каждого эталонного образца длительность затухания флуоресценции измерялась по 10 раз для исключения случайной погрешности в ходе опыта.

Полосы поглощения выбранных красителей находятся в диапазоне 270–830 нм, флуоресценции 500–900 нм. Максимум полосы поглощения оксазина 17 в этаноле расположен вблизи 550 нм, DCM в этаноле 468 нм, родамина 6Ж в этаноле 526 нм, ИТК1 в этаноле 742 нм, ИТК2 в о-дихлорбензоле 807 нм, криптоцианина в метаноле 708 нм, эритрозина-Б в воде 529 нм.

Установлено, что для каждого из эталонных образцов форма спектра и длительность затухания флуоресценции не зависят от длины волны возбуждения. Максимум спектра флуоресценции расположен на следующих длинах волн: оксазин 17 в этаноле – 641 нм; DCM в этаноле 640 нм; родамин 6Ж в этаноле – 552 нм; ИТК1 в этаноле – 773 нм; ИТК2 в о-дихлорбензоле – 827 нм; криптоцианин в метаноле – 718 нм; эритрозин-Б в воде – 552 нм. Спектр возбуждения флуоресценции совпадает по форме со спектром поглощения и не изменяется от длины волны регистрации. Кинетика затухания флуоресценции наилучшим образом аппроксимируется одной экспонентой. На спектрофлуориметре Fluorolog-3 (Horiba Scientific, США-Франция-Япония) были получены следующие времена затухания флуоресценции при температуре 20 ºС: оксазин 17 в этаноле 3,26 ± 0,01 нс; DCM в этаноле 1,45 ± 0,01 нс, родамин 6Ж в этаноле 4,09 ± 0,01 нс, ИТК1 в этаноле 1,11 ± 0,01 нс, ИТК2 в о-дихлорбензоле 1,27 ± 0.01 нс. Такие спектрально-люминесцентные свойства красителей в соответствующих средах свидетельствуют о том, что каждый из образцов содержит один поглощающий и флуоресцирующий центр. Все предложенные красители продемонстрировали достаточную временную стабильность при хранении в виде порошка (месяцы и годы) и стабильность в соответствующих растворах в затемненных условиях не менее 14 суток. В связи с этим выбранные растворы красителей подходят для использования в качестве эталонных образцов длительности затухания флуоресценции.

Проведены измерения длительности затухания флуоресценции эталонных образцов на новом лазерном спектрофлуориметре. В пределах случайной погрешности измеренные длительности затухания флуоресценции совпадают со значениями, полученными на спектрофлуориметре Fluorolog-3, а также с литературными данными (таблица). В зависимости от образца различия составляют от 0.5 до 4.3 %. По данным [3], разброс времен затухания флуоресценции стандартов от среднего значения, которые измерены в разных лабораториях, составлял от 1.2 до 6 %.

**Длительность затухания флуоресценции эталонных образцов при 20 °С**

| Краситель, растворитель | Спектрофлуориметр Fluorolog-3 | Новый лазерный спектрофлуориметр | Литературный источник |
|---|---|---|---|
| Оксазин-17, этанол | $\tau$ = 3,401±0,005 нс $\chi^2$= 1,09 | $\tau$ = 3,383±0,020 нс $\chi^2$= 1,13 | – |
| DCM, этанол | $\tau$ = 1,412±0,006 нс $\chi^2$= 1,07 | $\tau$ = 1,405±0,015 нс $\chi^2$= 1,11 | – |
| Родамин 6Ж, этанол | $\tau$ = 4,088±0,011 нс $\chi^2$= 1,11 | $\tau$ = 4,095±0,014 нс $\chi^2$= 1,16 | – |
| ИТК1 (HITC), этанол | $\tau$ = 1,052±0,009 нс $\chi^2$=1,09 | $\tau$ = 1,067±0,012 нс $\chi^2$= 1,17 | – |
| ИТК2, о-дихлорбензол | $\tau$ = 1,269±0,008 нс $\chi^2$= 1,10 | $\tau$ = 1,256±0,014 нс $\chi^2$= 1,14 | – |
| Криптоцианин, метанол | | $\tau$ = 10,203±0,009 нс $\chi^2$= 1,20 | 0,18±0,04 нс (20 ºС) [4] |
| Эритрозин-Б, вода | | $\tau$ = 0,096±0,010 нс $\chi^2$= 1,21 | 0,089±0,003 нс (20 ºС) [3] |

Принимая во внимание, что с помощью разработанного спектрофлуориметра с приемлемой точностью (10 %) определена длительность затухания флуоресценции эритрозина-Б в этаноле, которая составляет 0,089 ± 0,003 нс [3], установленное значение можно принять в качестве нижней границы диапазона измеряемых времен затухания, а также в качестве оценки временного разрешения.

Разработанный лазерный спектрофлуориметр предназначен для проведения научных исследований и использования в образовательном процессе для подготовки специалистов в практикумах по естественно-научным дисциплинам, для обучения современным методикам спектрально-кинетического люминесцентного анализа. Соответствуя аналогичным изделиям зарубежных фирм (Horiba, Япония; Edinburg Instruments Ltd., Великобритания; PicoQuant, Германия), прибор имеет значительно меньшую стоимость.

## Библиографические ссылки


1. *Lakowicz J. R.* Principles of Fluorescence Spectroscopy. Springer; 2006.
2. *Valeur B., Brochon J. C.* (ed.). New trends in fluorescence spectroscopy: applications to chemical and life sciences. Springer Science & Business Media, 2012.
3. Fluorescence lifetime standards for time and frequency domain fluorescence spectroscopy /. N Boens [et al.[ //Analytical chemistry. 2007. Vol. 79, №. 5. P. 2137–2149.
4. *Harriman A.* In vitro photodynamic activity of kryptocyanine / A. Harriman, G. Luengo, K. Gulliya S. // Photochemistry and photobiology. 1990. V. 52, №. 4. С. 735–740.

# Сравнительная материаловедческая экспертиза химического состава латуни LIBS и XRF методами

**А. А. Лискович**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь,*
*e-mail: L30041997@mail.ru*

На примере латунных сплавов проведена отработка алгоритмов и аналитических процедур сравнительной материаловедческой экспертизы LIBS и XRF методами. Сравнительный анализ состава латунных сплавов полученных LIBS и XRF методами показывает, что для меди и цинка отличия находятся в пределах десятых долей процента. Сочетание этих методов позволяет достигнуть уровня достоверности, необходимого для принятия технических решений.

***Ключевые слова*:** материаловедческая экспертиза, концентрация химических элементов, лазерно-эмиссионная плазма, латунь, спектральная линия, градуировочный график.

# Comparative materials science analysis of the chemical composition of brass using LIBS and XRF methods

**A. A. Liskovich**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus,*
*e-mail: L30041997@mail.ru*

Using brass alloys as an example, algorithms and analytical procedures for comparative materials analysis using LIBS and XRF methods were developed. A comparative analysis of the composition of brass alloys obtained using LIBS and XRF methods shows that differences in copper and zinc are within tenths of a percent. The combination of these methods allows for achieving the level of confidence required for technical decision-making.

***Keywords:*** materials science expertise, concentration of chemical elements, laser emission plasma, brass, spectral line, calibration graph.

## Введение

В современной материаловедческой экспертизе большое значение приобретает сравнительная экспертиза, основанная на точных, воспроизводимых и неинвазивных методах анализа. Особое место в этом контексте занимают два дополняющих друг друга спектральных метода: лазерно-эмиссионная спектроскопия (LIBS - Laser-Induced Breakdown Spectroscopy) и рентгенофлуоресцентный анализ (XRF - X-Ray Fluorescence). Их комбинированное применение позволяет получать комплексную информацию о химическом составе материалов, а также о составе поверхностных слоев, что делает их незаменимыми инструментами для установления тождества, происхождения и технологического следа объектов [1–4].

Для повышения чувствительности и точности LIBS методов необходимо увеличить интенсивность спектральных линий лазерной плазмы. Достигается это путем использования временных и пространственных стробов при регистрации спектров [4], дополнительных разрядов и УФ облучения исследуемого объекта [5–7],

покрытия исследуемого объекта наночастицами [8], сдвоенных лазерных импульсов [9, 10], лазеров генерирующих в УФ диапазоне [11, 12] и др. Также следует учитывать что в плазменном факеле, по мере его остывания, синтезируются наночастицы, подобно электровзрывной плазме [13]. Показана возможность с помощью LIBS анализа идентификации вещества в малых количествах, в том числе следовых количеств химических элементов. LIBS обеспечивает высокую воспроизводимость результатов при анализе металлов, сталей и сплавов, позволяет установить распределение химических элементов в объеме изделия с разрешением до 10 мкм, что критически важно для современной микроэлектроники.

Развитие XRF-анализа привело к тому, что он стал «золотым стандартом» для быстрого, неразрушающего контроля состава вещества, особенно в случаях, где необходимо сохранить целостность предмета (ювелирные изделия, артефакты). Особенно ценным является его применение для анализа покрытий и многослойных систем: например, гальванических слоев на деталях автомобилей, нанесенных антикоррозийных покрытий или подделок золотых изделий.

Ключевым преимуществом комбинации LIBS и XRF является их взаимодополняемость. XRF эффективен для определения элементов с $Z > 11$ (натрий и выше), но его проблематично использовать для определения легких элементов (C, N, O, F), которые играют решающую роль в составе сталей, полимеров и органических веществ. В этом случае LIBS заполняет этот пробел.

## 1. Экспериментальная установка и методика исследований

Сравнительная материаловедческая экспертиза LIBS и XRF методами проводилась на примере в латуни. Для этого было использовано семь эталонных образцов латуни и шесть образцов латуни неизвестного состава. Элементный состав эталонных образцов латуни был известен и паспортизирован. Эталонные образцы необходимы были также для построения градуировочных графиков при проведении LIBS исследований. Поверхность всех образцов латуни шлифовалась, полировалась и обезжиривалась. Ее состояние контролировалось визуально.

Основу экспериментальной установки для LIBS исследований составлял лазерно-эмиссионный спектрометр, разработанный в институте физики НАН Беларуси [10]. Лазерное излучение длительностью ~15 нс генерировалось YAG:$Nd^{3+}$ лазером, на длине волны 1,064 мкм, в режиме сдвоенных импульсов, с регулируемым межимпульсным интервалом. Энергия импульсов могла изменяться от 5 мДж до 32 мДж. Лазерное излучение фокусировалось на объект, на котором образовывался лазерно-эмиссионный плазменный факел, излучение которого направлялось в монохроматор-спектрограф MS 2004i. Регистрация эмиссионного спектра плазменного факела на выходе монохроматора-спектрографа осуществлялось с помощью регистратора на базе ПЗС-линеек. Зарегистрированные спектры обрабатывались программой Qsp Client. Для XRF исследований использовался рентгенофлуоресцентный спектрометр ElvaX (CEP-01).

## 2. Результаты исследования и их обсуждение

Проведено XRF исследование эталонных образцов латуни, химический состав которых был известен и приведен в табл. 1. Химический состав эталонных образцов латуни определенный XRF методом приведен в табл. 2.

*Таблица 1*

**Химический состав эталонных образцов латуни**

| № эталонного образца | Концентрация, % | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Cu | Zn | Pb | Ni | Al | Si | Sn | Fe | Sb | Bi |
| 151 | 60,08 | 37,930 | 0,767 | 0,409 | 0,364 | 0,166 | 0,116 | 0,159 | 0,0071 | 0,0022 |
| 152 | 60,81 | 37,053 | 1,07 | 0,239 | 0,387 | 0,203 | 0,147 | 0,081 | 0,0073 | 0.0026 |
| 153 | 62,91 | 33,903 | 1,92 | 0,308 | 0,288 | 0,320 | 0,254 | 0,090 | 0,0038 | 0,0027 |
| 154 | 62,19 | 35,083 | 1,41 | 0,634 | 0,193 | 0,210 | 0,199 | 0,074 | 0,0040 | 0,0024 |
| 155 | 64,90 | 31,993 | 1,88 | 0,518 | 0,195 | 0,121 | 0,229 | 0,157 | 0.0053 | 0,0021 |
| 156 | 66,37 | 30,59 | 1,85 | 0,305 | 0,217 | 0,180 | 0,346 | 0,133 | 0,0057 | 0,0021 |
| 157 | 63,63 | 32,028 | 2,9 | 0,446 | 0,291 | 0,339 | 0,232 | 0,128 | 0,0027 | 0,0029 |

*Таблица 2*

**Химический состав эталонных образцов латуни определенный XRF методом**

| № эталонного образца | Концентрация, % | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Cu | Zn | Pb | Ni | Al | Si | Sn | Fe | Sb | Bi |
| 151 | 60,28 | 37,883 | 0,776 | 0,414 | 0,2 | 0,165 | 0,115 | 0,158 | 0,007 | 0,002 |
| 152 | 61,05 | 36,891 | 1,076 | 0,242 | 0,3 | 0,202 | 0,146 | 0,083 | 0,007 | 0.003 |
| 153 | 62,98 | 33,889 | 1,94 | 0,318 | 0,2 | 0,320 | 0,255 | 0,091 | 0,004 | 0,003 |
| 154 | 62,39 | 34,875 | 1,42 | 0,624 | 0,2 | 0,212 | 0,198 | 0,075 | 0,004 | 0,002 |
| 155 | 65,00 | 31,901 | 1,86 | 0,525 | 0,2 | 0,120 | 0,230 | 0,157 | 0.005 | 0,002 |
| 156 | 66,45 | 30,535 | 1,84 | 0,308 | 0,2 | 0,180 | 0,345 | 0,134 | 0,006 | 0,002 |
| 157 | 63,75 | 32,053 | 2,85 | 0,442 | 0,2 | 0,340 | 0,231 | 0,128 | 0,003 | 0,003 |

Сравнение даннных XRF исследований эталонных образцов латуни с паспортными данными на них показывает, что малые концентрации химических элементов определяются хорошо. Для химических элементов с малыми концентрациями Si, Fe, Sb, Bi и Sn отклонения в третьем знаке после запятой. Алюминий XRF видит плохо. Это обусловлено тем, что алюминий легкий элемент и его линии на рентгеновском спектре трудно идентифицируются и измеряются. Допускается большая погрешность при определении его концентрации, даже когда он находится в сплаве в большом количестве. Концентрации меди определенные XRF методом несколько завышены по сравнению с паспортными данными. Концентрации цинка несколько занижены на величины такого же порядка что и меди по сравнению с паспортными данными. В целом XRF метод позволяет определять состав латуни достаточно хорошо.

Результаты исследования образцов латуни неизвестного состава приведены в табл. 3. Видно, что алюминий XRF методом идентифицировать не удалось. По аналогии с результатами, приведенными в табл. 2 можно утверждать, что в неизвестных образцах содержание меди несколько завышено, а цинка занижено.

Для LIBS исследований латуни были выбраны следующие спектральные линии химических элементов входящих в состав сплава: Cu(578,213 нм), Zn(577,711 нм), Pb(569,226 нм), Ni(625,637 нм), Al(555,706 нм), Si(594,855 нм), Sn(563,171 нм), Fe(565,883 нм), Sb(573,046 нм и Bi(529,836 нм). С помощью LIBS метода были определены интенсивности этих линий для семи эталонных образцов. По семи значениям интенсивности спектральных линий каждого химического элемента были построены градуировочные графики: зависимости логарифма интенсивности от логарифма концентрации соответствующего химического элемента в эталонных образцах латуни (10 графиков). Были измерены интенсивности этих же спектральных линий у образцов латуни неизвестного состава. Зная интенсивности спектральных линий образцов латуни неизвестного состава, по градуировочным графикам, были определены концентрации химических элементов содержащихся в них. Состав тех же самых образцов латуни, которые исследовались XRF методом, но уже полученный LIBS методом, приведен в табл. 4.

*Таблица 3*

**Химический состав неизвестных образцов латуни определенный XRF методом**

| № неизвестного образца | Концентрация, % | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Cu | Zn | Pb | Ni | Al | Si | Sn | Fe | Sb | Bi |
| № 1 | 61,08 | 38,322 | 0,068 | 0,212 | - | 0,206 | 0,082 | 0,027 | 0,001 | 0,002 |
| № 2 | 59,24 | 39,965 | 0,042 | 0,416 | - | 0,220 | 0,088 | 0,025 | 0,001 | 0,003 |
| № 3 | 61,14 | 38,239 | 0,046 | 0,249 | - | 0,210 | 0,096 | 0,018 | 0,001 | 0,001 |
| № 4 | 58,94 | 40,04 | 0,108 | 0,308 | - | 0,321 | 0,182 | 0,134 | 0,001 | 0,002 |
| № 5 | 62,25 | 36,882 | 0,134 | 0,434 | - | 0,180 | 0,102 | 0,015 | 0,001 | 0,002 |
| № 6 | 61,37 | 37,676 | 0,152 | 0,318 | - | 0,330 | 0,128 | 0,023 | 0,001 | 0,002 |

*Таблица 4*

**Химический состав неизвестных образцов латуни определенный LIBS методом**

| № неизвестного образца | Концентрация, % | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Cu | Zn | Pb | Ni | Al | Si | Sn | Fe | Sb | Bi |
| № 1 | 63,76 | 34,85 | 1,052 | 0,058 | 0,022 | 0,001 | 0,224 | 0,02 | 0,001 | 0,012 |
| № 2 | 62,85 | 35,677 | 1,125 | 0,027 | 0,01 | 0,074 | 0,212 | 0,01 | 0,001 | 0,014 |
| № 3 | 64,04 | 34,64 | 0,956 | 0,032 | 0,016 | 0,057 | 0,228 | 0,01 | 0,001 | 0,021 |
| № 4 | 62,75 | 35,28 | 1,484 | 0,06 | 0,027 | 0,022 | 0,334 | 0,02 | 0,001 | 0,022 |
| № 5 | 65,08 | 33,025 | 1,488 | 0,069 | 0,042 | 0,009 | 0,262 | 0,01 | 0,001 | 0,014 |
| № 6 | 64,32 | 32,936 | 1,618 | 0,305 | 0,217 | 0,180 | 0,274 | 0,133 | 0,001 | 0,016 |

Сравнение полученных результатов определения количественного состава латунных сплавов методом XRF и LIBS (таблицы 3 и 4) показывает, что метод LIBS анализа дает завышеннные результаты по меди и заниженные результаты по цинку. Результаты количественного LIBS анализа сильно зависят от флуктуаций интенсивности спектральных линий плазмы. В этой связи при LIBS анализе производится усреднение по 10 и более импульсам. На флуктуации излучения плазмы оказывает сильное влияние условия ее получения – флуктуации энергии лазерного импульса, расстояния от фокусирующей излучение линзы до исследуемого образца, а также свойства его поверхности.

## Заключение

Сравнительная материаловедческая экспертиза с использованием LIBS и XRF это новый подход к химическому анализу материалов. Она объединяет глубину анализа, неуничтожаемость образцов, высокую точность и возможность автоматизации. Можно утверждать, что сочетание этих методов позволяет достигнуть уровня достоверности, необходимого для принятия технических решений. Дальнейшее развитие этих методов связано с внедрением искусственного интеллекта для анализа спектров, созданием облачных баз данных по спектрам эталонных образцов материалов и внедрение международных стандартов.

## Библиографические ссылки


1. *Кремерс, Д.* Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия / Д. Кремерс, Л. Радиемски. М. : Техносфера, 2009. 370 с.
2. *Ревенко, А. Г.* Рентгенофлуоресцентный анализ: современное состояние и перспективы развития / Ревенко А. Г., Пашкова Г. В. // Журнал аналит. химии. 2023. Т. 78, № 11. С. 980–1001.
3. Исследование микроэлементного химического состава строительного песка методами спектрального анализа / С. С. Ануфрик [и др. ] // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2016. Т. 6, № 2. С. 57–63.
4. *Попов, А. М.* Использование лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии для анализа конструкционных материалов и объектов окружающей среды / А. М. Попов, Т. А. Лабутин, Н. Б. Зоров // Вестник Московского университета. Серия 2. Химия. 2009. Т. 50, № 6. С. 453–467.
5. *Зноско, К. Ф.* Коаксиальные XeCl-эксилампы барьерного и емкостного разрядов / К. Ф. Зноско, В. Ч. Белаш // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2019. Т. 9, № 3. С. 74–85.
6. *Зноско, К. Ф.* Системы высокочастотного возбуждения XeCl-эксиламп барьерного и емкостного разрядов / К. Ф. Зноско, В. Ч. Белаш // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 6. Тэхніка. 2019. Т. 9, № 1. С. 28–39.
7. *Volodenkov, A.* Modeling of emission characteristics of XeCl excilamps in pulse-periodic mode of work / A. Volodenkov, S. Anufrik, K. Znosko // High Temperature Material Processes. 2014. Vol. 18, No. 3. P. 181–196.
8. Enhancement of Analytical Signal of Laser Induced Breakdown Spectroscopy by Deposition of Gold Nanoparticles on Analyzed Sample / V. V. Kiris [et al.] // Journal of Applied Spectroscopy. 2019. Vol. 86. P. 900–907.
9. *Курьян, Н. Н.* Временная динамика свечения лазерно-эмиссионного факела глины / Н. Н. Курьян, К. Ф. Зноско, В. В. Григуть // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2018. Т. 8, № 2. С. 101–110.
10. *Зноско, К. Ф.* Механизмы усиления интенсивности спектральных линий плазмы и роста выноса материала из эрозионного кратера при двухимпульсной лазерной абляции / К. Ф. Зноско // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2023. Т. 13, № 1. С. 116–132.
11. *Anufrik, S.* Simulation of active medium of XeCl lasers / S. Anufrik, A. Volodenkov, K. Znosko // Advanced Lasers and Systems 2007 : proceedings of the Int. conf. on lasers, applications, and technologies, Minsk, Belarus, May 28 – June 1, 2007 / Eds.: V. A. Orlovich, V. Panchenko, I. A. Scherbakov. – Minsk : Society of Photo Optical, 2007. – Art. 673106. (Proceedings of SPIE ; vol. 6731)
12. *Anufrik, S. S.* Kinetic model for XeCl-lasers / S. S. Anufrik, A. P. Volodenkov, K. F. Znosko // LFNM 2006 : proceedings of the 8th Int. conference on laser and fiber-optical networks modeling, Kharkiv, Ukraine, June 29 – July 1, 2006 / Kharkiv State University of Radio Electronics, ed. by I. A. Sukhoivanov. – [S. l.] : IEEE, 2006. P. 80–83.
13. *Зноско, К. Ф.* Размерные характеристики наночастиц, синтезированных в плазме электровзрывного разряда / К. Ф. Зноско // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2024. Т. 14, № 1. С. 81–92.

# Программа управления многоканальным детектором для малогабаритного спектрометра

**И. Ю. Омелюсик, Е. С. Воропай, А. Е. Радько**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail:* ivanom0505@gmail.com

В работе представлена разработка программно-аппаратного комплекса управления многоканальным фотодетектором для малогабаритного спектрометра. На базе микроконтроллера STM32F103C8T6 реализованы формирование управляющих сигналов, оцифровка и передача данных ПЗС-линейки. Разработано программное обеспечение для визуализации и калибровки спектра, подтверждающее эффективность применения микроконтроллерных систем в компактной спектроскопии.

***Ключевые слова:*** спектрометр; спектральный анализ; ПЗС-линейка; многоканальный детектор; микроконтроллер STM32; аналого-цифровое преобразование; визуализация спектра; калибровка; цифровая обработка сигнала.

# Multichannel detector control program for a small-sized spectrometer

**I. Y. Amialiusik, E. S. Voropay, A. E. Radko**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail:* ivanom0505@gmail.com

The paper presents the development of a hardware–software system for controlling a multichannel photodetector used in a compact spectrometer. Based on the STM32F103C8T6 microcontroller, the system performs control signal generation, data digitization, and transmission from the CCD linear array. Software for spectral visualization and calibration has been developed, demonstrating the effectiveness of microcontroller-based systems in compact spectroscopy applications.

***Keywords:*** spectrometer; spectral analysis; CCD linear array; multichannel detector; STM32 microcontroller; analog-to-digital conversion; spectrum visualization; calibration; digital signal processing.

## Введение

Современные спектрометрические системы находят широкое применение в химическом анализе, медицине, экологии и материаловедении, где требуется быстрое и точное определение спектрального состава излучения. Одним из ключевых направлений развития является создание компактных и недорогих приборов на основе микроконтроллеров и многоканальных детекторов.

В представленной работе рассматривается реализация малогабаритного спектрометра, использующего ПЗС-линейку TCD1304 в качестве регистрирующего элемента. Управление детектором и обработка данных осуществляются с

помощью микроконтроллера STM32F103C8T6, обеспечивающего генерацию синхронизирующих сигналов, оцифровку аналогового сигнала и передачу данных на персональный компьютер.

Разработанный комплекс позволяет регистрировать распределение интенсивности излучения по длине волны и визуализировать полученные спектры. Работа направлена на демонстрацию возможности создания функционального спектрометра с применением доступной элементной базы при сохранении высокой точности и стабильности измерений.

## 1. Постановка задачи и принципы функционирования системы

Современные методы спектрального анализа требуют регистрации распределения интенсивности электромагнитного излучения с высокой точностью и временным разрешением. Разработка компактных и энергоэффективных спектрометров на основе микроконтроллеров представляет значительный интерес благодаря низкой стоимости, простоте эксплуатации и возможности интеграции в переносные аналитические устройства.

Целью данной работы является создание программно-аппаратного комплекса для управления многоканальным фотодетектором – ПЗС-линейкой TCD1304 – и последующей цифровой обработки данных. Основной задачей является синхронное формирование управляющих сигналов, оцифровка аналогового выхода и передача данных на персональный компьютер для визуализации спектра.

ПЗС-линейка TCD1304 представляет собой линейный массив из 3648 фоточувствительных элементов размером 8 × 200 мкм, функционирующих по принципу интеграции заряда. При освещении каждого пикселя поток фотонов преобразуется в электрический заряд, пропорциональный интенсивности света.

Считывание информации осуществляется под действием трёх синхронизированных сигналов: ICG (Integration Clear Gate), определяющего момент сброса накопленного заряда; SH (Sample and Hold), задающего начало накопления; и CLK (Clock), обеспечивающего последовательное сдвигание зарядов вдоль линейки. Корректная работа устройства требует точной временной синхронизации этих сигналов, что достигается средствами аппаратных таймеров микроконтроллера.

## 2. Реализация микроконтроллерного модуля

Для управления детектором используется микроконтроллер STM32F103C8T6, построенный на архитектуре ARM Cortex-M3. Его функциональные возможности, включая 12-разрядный АЦП, несколько высокоточных таймеров и встроенный интерфейс USB CDC, позволяют реализовать полный цикл сбора и передачи спектральных данных без внешних компонентов.

Генерация управляющих сигналов выполняется следующим образом. Формирование управляющих сигналов для работы ПЗС-линейки осуществляется средствами аппаратных таймеров микроконтроллера. Тактовый сигнал CLK, обеспечивающий последовательное считывание зарядов, генерируется в режиме

широтно-импульсной модуляции с частотой около 1–2 МГц. Импульсы SH и ICG, задающие моменты начала интеграции и сброса накопленного заряда, создаются вторым таймером с точно выдержанными временными интервалами, определяющими длительность экспозиции. Аналого-цифровое преобразование производится модулем ADC1, запуск которого синхронизирован с фронтами тактового сигнала, что обеспечивает съём данных в момент стабилизации напряжения на выходе линейки и повышает точность регистрации.

Сигнал с выхода линейки TCD1304 представляет собой низкоамплитудное аналоговое напряжение, требующее усиления. Для этой цели используется малошумящий операционный усилитель, согласованный по входной ёмкости с выходным каскадом детектора. Усиленный сигнал поступает на вход АЦП, где преобразуется в цифровую форму. Результаты оцифровки сохраняются в буфере памяти с использованием DMA (Direct Memory Access), что позволяет минимизировать нагрузку на процессорное ядро и повысить стабильность передачи данных.

Передача спектральной информации на персональный компьютер осуществляется через интерфейс USB в режиме CDC (виртуальный COM-порт). Данный способ обеспечивает совместимость с любыми операционными системами без необходимости установки драйверов и гарантирует устойчивую передачу потоковых данных в реальном времени.

### 3. Программная обработка и визуализация данных

Программное обеспечение, разработанное для персонального компьютера, выполняет приём, обработку и визуализацию спектральных данных. Для реализации использован язык Python и библиотеки pySerial, NumPy и Matplotlib, что обеспечивает кроссплатформенность и гибкость модификации.

Программа инициирует обмен с микроконтроллером по USB-интерфейсу, принимает массивы данных и интерпретирует их как значения интенсивности света, зарегистрированные отдельными пикселями линейки. Для приведения данных к физической шкале длин волн используется калибровочная функция, устанавливающая соответствие между номером пикселя и длиной волны. Калибровка проводится с помощью эталонных источников излучения и аппроксимируется линейной или полиномиальной зависимостью.

Полученные данные могут быть дополнительно обработаны цифровыми методами – сглаживанием, фильтрацией или нормализацией – с целью уменьшения шумов и повышения наглядности спектра. Графическое отображение результатов реализовано в интерактивном виде: спектр обновляется в реальном времени и может быть зафиксирован пользователем для дальнейшего анализа.

Таким образом, реализованный программный модуль обеспечивает замкнутый цикл – от регистрации сигнала фотодетектором до получения визуализированного спектра, готового к интерпретации или количественной обработке.

## Заключение

Разработанная система сочетает простоту аппаратной реализации с достаточной точностью измерений. Использование микроконтроллера STM32F103C8T6 позволяет синхронно управлять всеми временными параметрами, выполнять аналого-цифровое преобразование и обмен данными, что делает устройство полностью автономным.

Применение аппаратных таймеров и DMA-передачи данных исключает влияние программных задержек и джиттера, обеспечивая стабильность временных интервалов. Благодаря этому достигается высокая точность считывания сигнала и возможность масштабирования системы под другие ПЗС-линейки или фотодиодные матрицы.

Предложенная архитектура может быть расширена за счёт внедрения 16-разрядного АЦП, добавления цифровой фильтрации на уровне микроконтроллера и реализации режима автокалибровки. Это позволит повысить динамический диапазон, уменьшить шумовую составляющую и использовать систему для спектрометрических измерений в реальных лабораторных условиях.

## Библиографические ссылки


1. *Skoog, D. A.* Principles of instrumental analysis / D. A. Skoog, F. J. Holler, S. R. Crouch. – 7th ed. – Boston : Cengage Learning, 2018. 1056 p.
2. *Райхбаум Я. Д.* Физические основы спектрального анализа – М.: «Наука». 1980.
3. *Knoll G. F.* Radiation Detection and Measurement. – 4th ed. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2010. 860 p.
4. STMicroelectronics. STM32 step-by-step: Getting started with STM32. [Electronic resourse]. URL: https://wiki.st.com/stm32mcu/wiki/STM32StepByStep:Getting_started_with (дата доступа: 25.04.2025).
5. STM32:_STM32_step_by_step/ Noviello, C. Mastering STM32 [Electronic resourse] / C. Noviello. Leanpub, 2017. URL: https://leanpub.com/mastering-stm32 (дата доступа: 25.04.2025).
6. *Тарасов К. И.* Спектральные приборы. – Л.: «Машиностроение». 1977.
7. Спектральные приборы для аналитических применений Перспективные разработки / Под редакцией Е. С. Воропая Мн.: БГУ, 2005. 196 с.
8. *Зайдель А. Н.* Техника и практика спектроскопии / А. Н Зайдель., Г. В. Островская, Ю. И. Островский – М.: «Наука», 1976 г.

# Лаборатория рентгеновской оптики с удаленным доступом

**И. Н. Балухо, Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский**

*Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь*
*e-mail: kolchevsky@bsu.by*

В работе рассмотрено проектирование лаборатории рентгеновской оптики, обеспечивающей удаленный доступ обучающихся к экспериментальной базе лаборатории рентгеновской оптики. Разработана структурная схема взаимодействия с удаленным доступом учебной лаборатории и лаборатории рентгеновской оптики. Предложен поэтапный алгоритм проведения лабораторных работ с удаленным доступом. Получена система для безопасного практического обучения студентов без прямого доступа к рентгеновскому оборудованию.

***Ключевые слова:*** лаборатория рентгеновской оптики, рентгеновское излучение, удаленный доступ.

# Remote X-ray optics laboratory

**I. N. Balukho, Yu. I. Dudchik, N. N. Kolchevsky**

*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: kolchevsky@bsu.by*

Considered the design of an X-ray optics laboratory that provides remote access for students to the experimental base of the X-ray optics laboratory. Developed a structural diagram of interaction with remote access to the training laboratory and the X-ray optics laboratory. Proposed a step-by-step algorithm for conducting laboratory work with remote access. Obtained a system for safe practical training of students without direct access to X-ray equipment.

***Keywords:*** X-ray optics laboratory, remote access, X-rays.

## Введение

Внедрение в лаборатории университетов современного исследовательского и научно-учебного оборудования повысит уровень научных исследований и качество подготовки специалистов для наукоемких отраслей промышленности. Рентгеновские методы исследования являются важным инструментом в медицине, науке и промышленности, однако его применение сопряжено с риском воздействия ионизирующего излучения на человека.

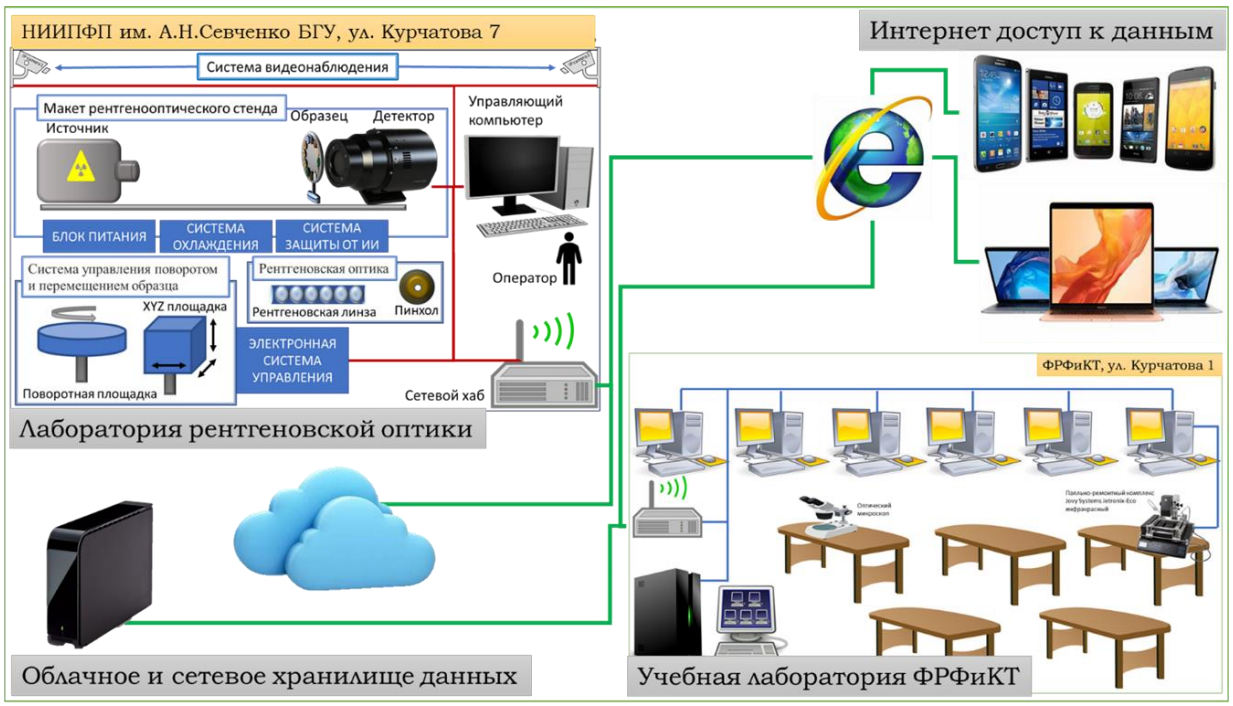
Рентгеновское излучение – ионизирующее излучение, характеризующееся значительной энергией фотонов (от 1 до 200 кэВ), способных вызывать ионизацию атомов и молекул вещества. При взаимодействии с живыми тканями приводит к разрушению химических связей и нарушению клеточных процессов. Даже при сравнительно малых дозах регулярное воздействие рентгеновского излучения может вызывать мутагенные и канцерогенные эффекты, что требует строгого контроля дозовых нагрузок и соблюдения норм радиационной безопасности. Поэтому работа с рентгеновским оборудованием должна осуществляться только

подготовленным персоналом, прошедшим обучение, аттестацию и допущенным к эксплуатации в соответствии с нормативами радиационной безопасности.

Целью работы является проектирование лаборатории рентгеновской оптики, обеспечивающей удаленный доступ обучающихся к экспериментальной базе лаборатории рентгеновской оптики.

**Лаборатория рентгеновской оптики с удаленным доступом**

Для организации удаленного доступа обучающихся разработана структурная схема взаимодействия учебной лаборатории и лаборатории рентгеновской оптики, как показано на рисунке. Экспериментальная база лаборатории рентгеновской оптики состоит из источника рентгеновских лучей, детектора рентгеновского излучения оснащенной системой защиты от ионизирующих излучений. Рентгеновское оборудование территориально располагается в НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ в специально оборудованном для работы с рентгеновским излучением помещении лаборатории рентгеновской оптики и доступ обучающихся в помещения лаборатории запрещен. Современные компьютеризированные методы позволяют дать удаленный доступ обучающимся к рентгеновскому оборудованию или создать цифрового двойника лаборатории рентгеновской оптики. Обучающиеся, находясь в удаленной учебной лаборатории, оснащенной компьютерами, смогут выполнять исследовательские и лабораторные работ по рентгеновским методам исследования, например, в рамках курсов «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов», «Физика твердого тела», «Волноводные системы для управления электромагнитными излучениями и частицами», как показано на рисунке.




Структурная схема лаборатории рентгеновской оптики с удаленным доступом

Рентгеновская лаборатория будет обеспечивать удаленный доступ по сети Интернет к средствам управления 2-D рентгеновской камерой, удаленный доступ к компьютеризованной системе управления положением исследуемого образца, удаленный доступ к системе видеонаблюдения. Доступ к управлению рентгеновской камерой и системой контроля положением образца, а также к результатам экспериментальных исследований, будет осуществляться дистанционно из учебной лаборатории факультета радиофизики и компьютерных технологий БГУ. Результаты, полученные на оборудовании, будут передаваться в облачное и сетевое хранилище данных. Экспериментальные данные, размещенные в хранилище данных, будут доступны по сети интернет для использования в лабораторных работах.

Алгоритм проведения лабораторных работ со стороны лаборатории рентгеновской оптики содержит ряд этапов, обеспечивающих полный цикл рентгеновского эксперимента – от подготовки системы и образцов до получения и анализа экспериментальных данных.

- Этап 1 Инициализация и диагностика системы, состоящая из запуска и проверки работоспособности основных узлов рентгеновского оборудования (рентгеновский источник, детектор, система охлаждения, управляющий компьютер, система видеонаблюдения).
- Этап 2 Запуск программного обеспечения, состоящий из запуска ПО для управления детектором, запуск управляющих программ, обеспечивающих удаленное управление образцом, контроль интернет соединения с удаленным пользователем.
- Этап 3. Настройка оборудования для эксперимента, состоящее в установке рабочих токов и напряжений рентгеновского источника, установка исследуемого образца, настройка параметров работы детектора, настройка режима доступа удаленного пользователя к экспериментальной установке.
- Этап 4. Настройка режима работы удаленным пользователем, состоящее в проверке удаленного доступа к управляющим параметрам системы, проверке видеонаблюдения, настройка удаленным пользователем режимов эксперимента (образец, положение, экспозиция).
- Этап 5 Запуск эксперимента и управление экспериментом, состоящее в контроле процесса эксперимента (пуск, стоп, автоматическая съёмка), коррекция положения образца.
- Этап 6 Сохранение и отправка экспериментальных данных в локальное хранилище, в облачное хранилище, на сервер учебной лаборатории.
- Этап 7 Анализ экспериментальных данных, состоящий в первичной обработке данных. Анализ и интерпретация, полученных данных на предмет повторного исследования после коррекции условий эксперимента.
- Этап 8 Завершение экспериментальных исследований, состоящее в сохранении результатов, передача данных в локальное и облачное хранилище. Генерация отчета и сохранение его в рентгеновской лаборатории.
- Этап 9. Завершение работы лабораторного оборудования, состоящее в разрыве интернет-соединения с удаленным пользователем, остановке управляющего программного обеспечения, отключения системы видеонаблюдения, отключе-

ния управляющего компьютера. Выключение рентгеновского источника, детектора, система охлаждения. Размещение образцов в хранилище, возврат перемещателей в исходное положение. Очистка элементов системы и оборудования.

Работа удаленной рентгеновской лаборатории требует дополнительной подготовки лаборантов и операторов. Дополнительное оборудование для обеспечения удаленного доступа потребует систематического технического обслуживания.

## Заключение

Рентгеновское излучение является незаменимым инструментом в медицине, науке и промышленности, однако применение рентгеновского излучения сопряжено с риском негативного воздействия ионизирующего излучения на человека. Поэтому запрещена работа с рентгеновским оборудованием для обучающихся не прошедшими полный и длительный цикл обучения, аттестации и допуска к эксплуатации в соответствии с нормативами радиационной безопасности. Современные компьютеризированные средства позволяют создать цифрового двойника лаборатории рентгеновской оптики, предоставляющей удаленный доступ к оборудованию из учебной лаборатории, оснащенной компьютерами и позволяющей удаленно проводить экспериментальные исследования.

Работа частично поддержана Министерством образования Республики Беларусь в рамках задания 3.12 ГПНИ "Механика, металлургия, диагностика в машиностроении", подпрограмма "Техническая диагностика".

## Библиографические ссылки

1. *Балухо И. Н.* Комплекс для моделирования элементов рентгеновской оптики / И. Н. Балухо, Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосмических технологий и физики конденсированного состояния : материалы VIII Междунар. науч.-практ. конференции, 22–23 мая 2025 г. Минск / М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А. Н. Севченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: «СтройМедиаПроект», 2025. С. 147–148
2. Рентгеновская микротомография с лабораторным источником излучения / Ю. И. Дудчик [и др.] // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосмических технологий и физики конденсированного состояния: материалы VIII Междунар. науч.-практ. конференции, 22–23 мая 2025 г. Минск / М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А. Н. Севченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: «СтройМедиаПроект», 2025. С. 206–209
3. *Дудчик Ю. И.* Получение изображений объектов в рентгеновских лучах с использованием пинхол-камеры и оптики Кумахова / Ю. И. Дудчик, И. Н. Балухо, Н. Н. Кольчевский // Приборостроение-2024 : Материалы 17-й Международной научно-технической конференции, 26–29 ноября 2024 года, Минск, Республика Беларусь / редкол.: А. И. Свистун (председатель) [и др.]. – Минск : БНТУ, 2024. С. 48–49.
4. Рентгеновская микроскопия с квазимонохрамотическим флуоресцентным источником излучения / Ю.И. Дудчик [и др.] // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосмических технологий и физики конденсированного состояния : материалы VIII Междунар. науч.-практ. конференции, 22–23 мая 2025 г. Минск / М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А.Н. Севченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: «СтройМедиаПроект», 2025. С. 74–78.
5. Рентгеновский лабораторный комплекс / В. С. Нижников [и др.], // Магистерский вестник: сборник научных работ / редкол.: М. Г. Жилинский [и др.]. – Минск: ИВЦ Минфина, 2025. С. 193–196.

# Многоэлементная преломляющая линза для лабораторных рентгеновских источников

**И. Н. Балухо, С. А. Ментуз, Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский**

*Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь,,*
*e-mail: kolchevsky@bsu.by*

В работе рассмотрена многоэлементная преломляющая линза для лабораторных рентгеновских источников. В работе представлены результаты расчета характеристик короткофокусной многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы для рентгеновских пучков с энергией 8 кэВ от лабораторного рентгеновского источника. С использованием разработанного программного обеспечения выполнено 3D-моделирование прохождения лучей рентгеновского излучения через набор преломляющих линз и расчет рентгенооптические характеристики линзы. Выполнен расчет фокусного расстояния линзы в зависимости от радиуса и количества микролинз. Определено предельное количество микролинз (256) и максимальный радиус (200 мкм) для заданной энергии. Показано, что линза, состоящая из 150 микролинз радиусом 100 мкм, обеспечивает фокусное расстояние 7,5 см при пропускании 9 %. Результаты подтверждают эффективность применения таких линз в лабораторных условиях с компактными рентгеновскими источниками.

***Ключевые слова:*** рентгеновское излучение, многоэлементная преломляющая линза.

# Multielement refractive lens for laboratory X-ray sources

**I. N. Balukho, S. A. Mentuz, Yu. I. Dudchik, N. N. Kolchevsky**

*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: kolchevsky@bsu.by*

Considered a multi-element refractive lens for laboratory X-ray sources. Presented the results of calculating the characteristics of a short-focus multi-element refractive X-ray lens for X-ray beams with an energy of 8 keV from a laboratory X-ray source. Performed 3D modeling of X-ray beam propagation through a set of refractive lenses and calculated the X-ray optical characteristics of the lens using the developed software. Calculated the focal length of the lens depending on the radius and number of microlenses. Determined the maximum number of microlenses (256) and the maximum radius (200 μm) for a given energy. Showed that a lens consisting of 150 microlenses with a radius of 100 μm provides a focal length of 7.5 cm with 9 % transmission. The results confirm the effectiveness of using such lenses in laboratory conditions with compact X-ray sources.

***Keywords:*** X-rays, multielement refractive lens.

## Введение

Многоэлементные преломляющие рентгеновские линзы были предложены в 1996 г. и в настоящее время являются эффективным рентгенооптическим элементом, который применяется на синхротронах для фокусировки рентгеновских лучей с энергией от 5 кэВ до 30 кэВ в пятна размером 1 микрон и меньше. Фокусное расстояние таких линз, как правило, составляет около одного метра, что для синхротронных источников приемлемо. В лабораторных условиях перспективными являются короткофокусные преломляющие рентгеновские линзы, например с

фокусным расстоянием 50–100 мм для фотонов с энергией 8 кэВ. Преломляющие рентгеновские линзы, как и линзы видимого диапазона спектра, позволяют получать уменьшенные (увеличенные) изображения источника излучения или объекта. Такие короткофокусные многоэлементные преломляющие рентгеновские линзы разработаны в НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ. Линзы состоят из большого числа (100–300) полимерных двояковогнутых сферических микролинз, сформированных в стеклянном микрокапилляре. Радиус кривизны линзы совпадает с радиусом капилляра. Разработанные в НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ линзы тестировались на синхротронах в России, США. Германии, Кореи, Китае, Японии, где было показано, что они фокусируют рентгеновские лучи в пятно размером около одного микрометра. В 2016 г. совместно с партнером из России (БФУ им. И. Канта, Калининград) впервые многоэлементная преломляющая линза (разработка НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ) была использована для фокусировки рентгеновских лучей от микрофокусной рентгеновской трубки в пятно размером около двух микрометров. Полученные результаты показывают перспективность проведения исследований по разработке многоэлементных преломляющих рентгеновских линз.

Целью данной работы рассчитать характеристики многоэлементных преломляющих рентгеновских линзы для фокусировки рентгеновских пучков с энергией 8 кэВ от лабораторного рентгеновского источника.

## 1. Многоэлементная преломляющая линза

Многоэлементная преломляющая линза, состоящая из последовательности простых микролинз линз, изготавливается из материала с малым порядковым номером в таблице Менделеева (бор, углерод, алюминий, полимеры). У отдельной линзы фокусное расстояние равно:

$$F = \frac{R}{2\delta}, \tag{1}$$

где $R$ – радиус линзы; $\delta$ – единичный декремент показателя преломления материала линзы.

У рентгеновской многоэлементной линзы, состоящей из $N$ линз фокусное расстояние равно:

$$F = \frac{R}{2N\delta}, \tag{2}$$

Единичный декремент показателя преломления материала линзы $\delta$ зависит от материала линзы и энергии рентгеновских фотонов $E_f$. Для эпоксидных смол, которые являются исследованным материалом для преломляющих рентгеновских линз, значение $\delta$ равно:

$$\delta = \frac{242 \cdot 10^{-6}}{E_f{}^2}, \tag{3}$$

где $E_f$ – энергия фотонов в кэВ.

Для эпоксидной смолы с энергией рентгеновских фотонов 8 кэВ, единичный декремент показателя преломления равен $\delta = 3{,}8 \cdot 10^{-6}$. Следовательно, можно рассчитать фокусное расстояние многоэлементной линзы в зависимости от радиуса и количества линз (рис. 1).

Условие равенства фокусного расстояния и длины линзы позволяет рассчитать предельное количество отдельных микролинз:

$$N = \frac{1}{2\sqrt{\delta}}. \tag{3}$$

Для эпоксидной смолы с энергией рентгеновских фотонов 8 кэВ предельное количество отдельных микролинз равно 256, что позволяет определить радиус линзы. В соответствии с рис. 1 радиус линзы должен быть менее 200 мкм.

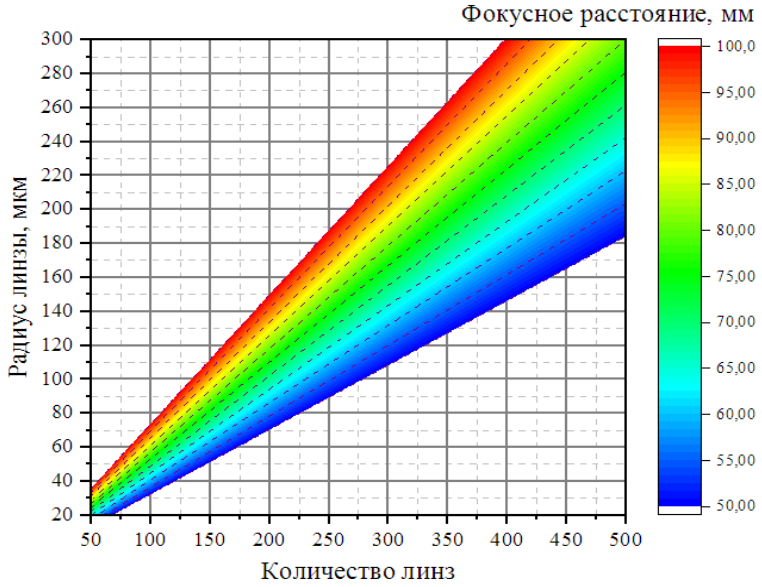



*Рис. 1.* График зависимости радиуса линзы от количества линз при заданном фокусном расстоянии

С использованием разработанного программного обеспечения “3D-моделирование прохождения лучей рентгеновского излучения через составную микрокапиллярную линзу” рассчитано прохождение лучей рентгеновского излучения через набор преломляющих линз и рентгенооптические характеристики линзы. Для расчета распространения рентгеновского излучения через составную линзу использовалось приближение геометрической оптики, т. к. длина волны рентгеновского излучения много меньше геометрических размеров системы. Программно генерируется большое количество лучей, каждый такой луч распространяется в капилляре в режиме последовательных преломлений на поверхностях отдельных линз.

Пример расчета рентгеновской многоэлементной преломляющей линзы, состоящей из 150 отдельных линз, радиусом 100 мкм, толщиной отдельной линзы 10 мкм, длинной линзы 4 см, коэффициентом поглощения материала 5,9 $см^{-1}$ для энергии фотонов 8 кэВ показан на рис. 2.

Для исследования фокусирующих свойств рентгеновской многоэлементной преломляющей линзы необходимо расположить источник малого размера как можно дальше от линзы, а детектор на фокусном расстоянии от линзы. Расчет проводился для точечного рентгеновского источника, расположенного на расстоянии 1 метра от линзы и детектора установленного в плоскости изображения линзы на расстоянии 9 см. Пропускание линзы составило 9 %, фокусное расстояние линзы 7,5 см. На рис. 3 показано двумерное распределение интенсивности на экране цифрового детектора, профиль распределения интенсивности пучка, ход лучей за линзой.

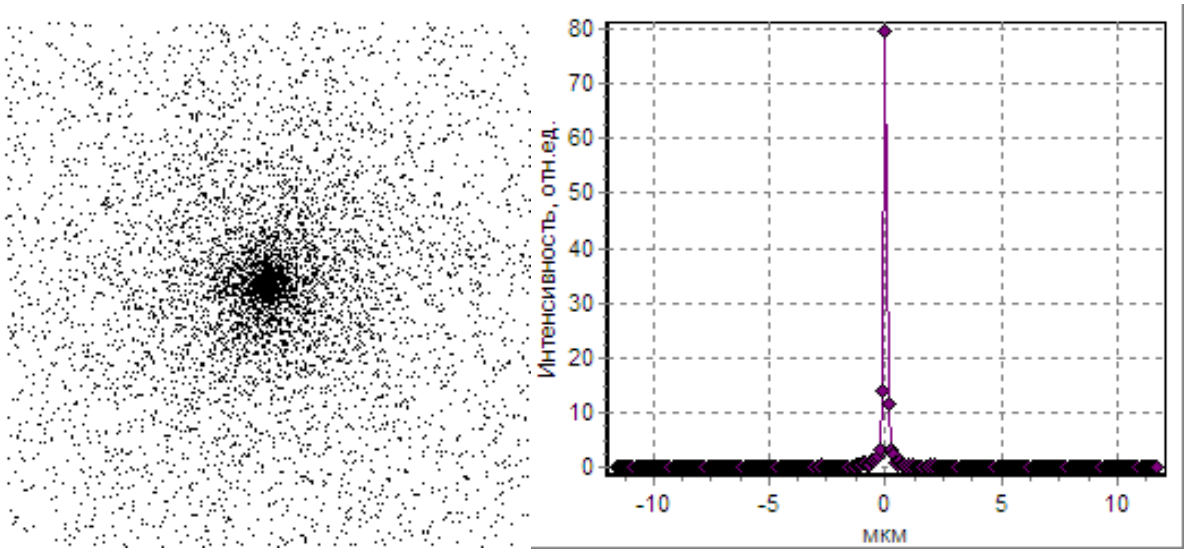



*Рис. 2.* Пример расчета рентгенооптических характеристик рентгеновской многоэлементной преломляющей линзы

Работа частично поддержана Министерством образования Республики Беларусь в рамках задания 3.12 ГПНИ "Механика, металлургия, диагностика в машиностроении", подпрограмма "Техническая диагностика".

## Библиографические ссылки

1. *Dudchik Yu. I., Kolchevsky N. N.* A microcapillary lens for X-rays//Nucl.Instr.Meth.A 421(1999)361.
2. Microscope using an x-ray tube and a bubble compound refractive lens / M. A. Piestrup [et al.] // Applied Physics Letters. 2005. 86 (13), 131104.
3. Using of a microcapillary refractive X-ray lens for focusing and imaging / Yu. I. Dudchik [et al.] // Spectrochimica Acta. 2007. V. B 62. P. 598–602.
4. *Дудчик, Ю. И.* Многоэлементная сферическая преломляющая линза для формирования микро- и наноразмерных пучков рентгеновского излучения // Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2008. № 2. С. 26–30.
5. *Дудчик, Ю. И.* Многоэлементные преломляющие рентгеновские линзы – новый элемент рентгеновской техники // Взаимодействие излучений с твердым телом: Материалы 9-й Междунар. конф., Секция 6. Оборудование и технология 20-22 сент. 2011 г. – Минск,2011. С. 409–411.
6. *Дудчик, Ю. И.* Многоэлементная преломляющая рентгеновская линза для фотонов с энергией 18 кэВ / Ю. И. Дудчик, Т. Ванг, Б. Му // Приборостроение-2014 : материалы 7-й Международной научно-технической конференции (19–21 ноября 2014 года, Минск, Республика Беларусь) / ред. колл.: О. К. Гусев [и др.]. – Минск : БНТУ, 2014. С. 290–291.
7. *Кольчевская И.Н., Кольчевский Н. Н.* Феникс линза // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика – 2022» / Нижний Новгород, 19–22 сентября 2022 г. С. 32–33.

# Спектральные характеристики фокусного пятна многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы

**И. Н. Балухо, С. А. Ментуз, Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский**

*Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь,*
*e-mail: kolchevsky@bsu.by*

В работе рассмотрен расчет спектральных характеристик фокусного пятна многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы с учетом спектрального распределения излучения рентгеновской трубки. Выполнено численное моделирование процесса распространения рентгеновского излучения в многоэлементной преломляющей линзе и расчет спектра фокусного пятна преломляющей рентгеновской линзы радиусом $R = 200$ мкм, состоящей из $N = 10$ отдельных микролинз в диапазоне энергий 1–20 кэВ. Получены зависимости интенсивности излучения и пропускания линзы от энергии фотонов. Показано, что пропускание линзы растет с энергией фотонов от 0,7 % до 91 %. Установлено, что преломляющая линза влияет на спектр источника: снижает общую интенсивность, ослабляет низкоэнергетическую часть и смещает положение максимума, уменьшает ширину спектра, пропускание растёт с энергией фотонов.

***Ключевые слова:*** преломляющая рентгеновская оптика, многоэлементная преломляющая линза, рентгеновское излучение, спектральные характеристики, численное моделирование.

# Spectral characteristics of multielement refractive X-ray lens's focal spot

**I. N. Balukho, S. A. Mentuz, Yu. I. Dudchik, N. N. Kolchevsky**

*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: kolchevsky@bsu.by*

Considered calculation of spectral characteristics of the focal spot of a multi-element refractive X-ray lens, based on the spectral distribution of X-ray tube radiation. Performed numerical modeling of the process of X-ray radiation propagation in a multi-element refractive lens and calculation of the focal spot spectrum of a refractive X-ray lens with a radius of $R = 200$ μm, consisting of $N = 10$ separate microlenses in the energy range of 1–20 keV. Obtained dependencies of radiation intensity and lens transmittance on photon energy. It was shown that lens transmittance increases with photon energy from 0.7 % to 91 %. Established that the refractive lens affects the spectrum of the source: it reduces the overall intensity, attenuates the low-energy part and shifts the position of the maximum, reduces the width of the spectrum, and the transmission increases with photon energy.

***Keywords:*** refractive X-ray optics, multielement refractive lens, X-rays, spectral characteristics, numerical modeling.

## Введение

Источниками рентгеновских лучей служат рентгеновские трубки и ускорители заряженных частиц, включая синхротроны. Наиболее распространёнными источниками рентгеновских лучей являются рентгеновские трубки из-за их компактности и относительной дешевизны. Рентгенооптические методы исследования являются основой для исследования свойств и структуры без нарушения целостности объектов. Многие сверхчувствительные методы рентгенографических и рентгено-

структурных исследований, которые сегодня применяются на синхронном излучении, разрабатывались и очень долгое время работали исключительно в установках построенных на базе рентгеновских трубок.

Преломляющая рентгеновская оптика – это новое направление, посвященное созданию линз и других оптических элементов, способных эффективно управлять рентгеновским излучением за счет явления преломления. В отличие от отражательной и дифракционной оптики, преломляющие элементы способны работать при больших энергиях фотонов рентгеновского излучения, что важно для развития рентгеновской микроскопии, томографии и спектроскопии.

Целью данной работы является расчет спектральных характеристик фокусного пятна многоэлементный преломляющей рентгеновской линзы с учетом спектрального распределения излучения рентгеновской трубки.

## 1. Спектральные характеристики фокусного пятна многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы

Для различных рентгеновских источников, генерируемое число фотонов может различным способом зависеть от их энергии. Рентгеновские трубки и поворотные магнитные системы на синхротронах генерируют излучение с широким гладким спектром.

На рис. 1 показан результат расчета тормозного спектра лабораторного источника с медным анодом при ускоряющем напряжении 20 кВ в приближении отсутствия самопоглощения излучения анодом.

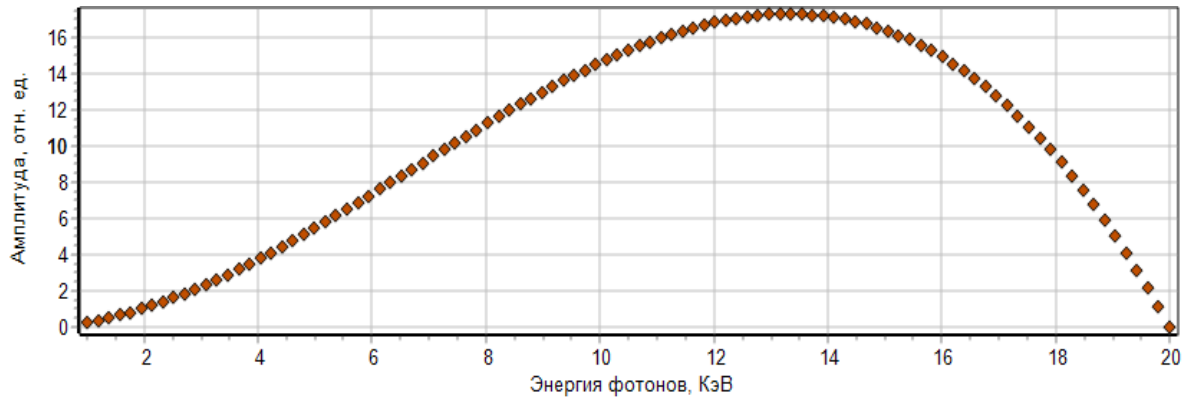



*Рис. 1.* Спектр рентгеновской трубки с медным анодом и ускоряющим напряжением 20 кВ

Полученная зависимость положена в основу для численного моделирования процесса распространения рентгеновского излучения в многоэлементной преломляющей линзе и расчета спектра фокусного пятна преломляющей рентгеновской линзы радиусом $R$ = 200 мкм, состоящей из $N$ = 10 отдельных микролинз толщиной $d$ = 0 мкм в диапазоне энергий 1–20 кэВ.

Результаты расчетов показаны на рис. 2. На графике изображены три зависимости, показывающие, как изменяются характеристики рентгеновского излучения в зависимости от энергии фотонов. Исходное распределение интенсивности излучения характеризуется максимумом около 18 отн. ед. при энергии 13 кэВ.

Спектр изменяется после прохождения через линзу: интенсивность уменьшается в связи с поглощением в материале линзы, максимум смещён к большей энергии равной 14 кэВ и составляет 18 отн. ед. Уменьшение интенсивности и смещение максимума объясняются значительным поглощением низкоэнергетических рентгеновских фотонов, что показано графиком пропускания линзы масштабированным по правой оси. Как видно из графика, пропускание увеличивается с ростом энергии от 0,7 % при энергии рентгеновских фотонов 2 кэВ до 91 % при энергии рентгеновских фотонов 20 кэВ, что типично для рентгенооптических элементов.

Расчеты показывают преломляющая рентгеновская линза влияет на спектр источника: снижает общую интенсивность и ослабляет низкоэнергетическую часть спектра, смещает положение максимума, уменьшает ширину спектра, пропускание растёт с энергией фотонов.

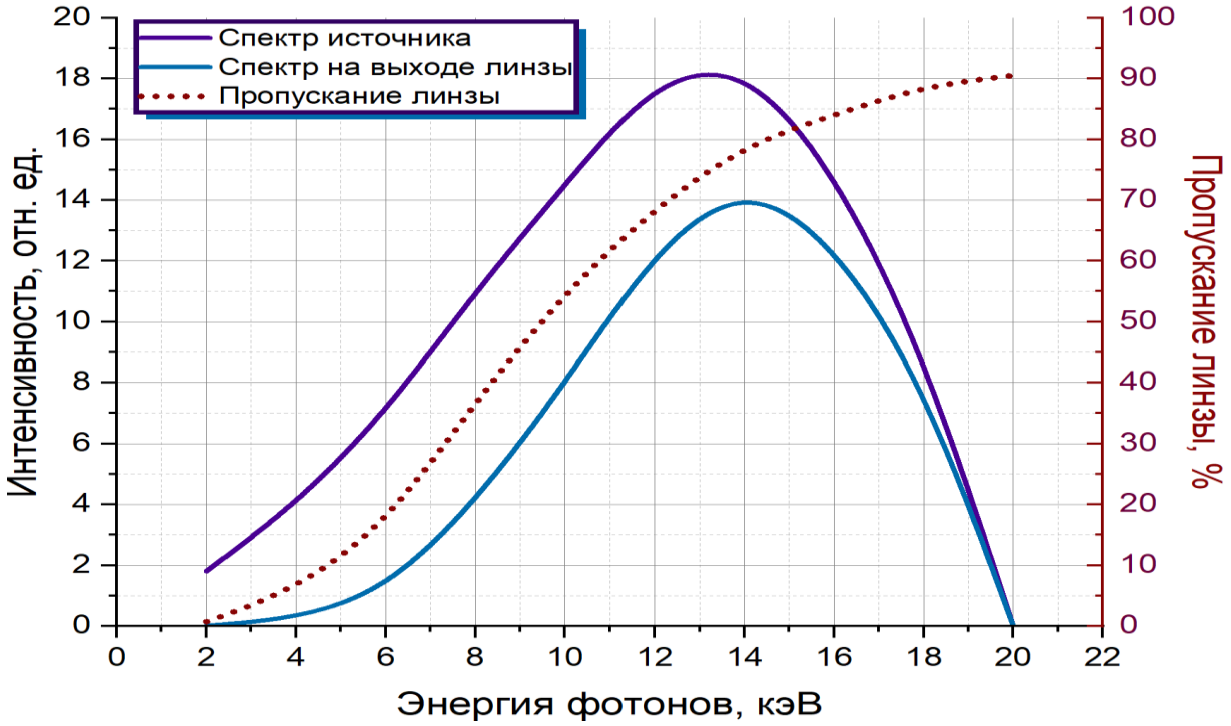



*Рис. 2.* Спектр рентгеновской трубки с медным анодом и ускоряющим напряжением 20 кВ

Преломляющая рентгеновская оптика является уникальной для фокусировки жесткого рентгеновского излучения и формирования изображений объектов. Использование материалов с низким поглощением позволяет создавать преломляющие рентгеновские линз малого радиуса для современных лабораторных источников. Преломляющие рентгеновские линзы существенно влияют на спектр излучения источника, что необходимо учитывать при разработке рентгенооптических измерительных систем.

Работа частично поддержана Министерством образования Республики Беларусь в рамках задания 3.12 ГПНИ "Механика, металлургия, диагностика в машиностроении", подпрограмма "Техническая диагностика".

## Библиографические ссылки


1. Microspot X-ray focusing using a short focallength compound refractive lenses. / Yu. I. Dudchik [et al.] // Rev. Sci. Instr. 2004. Vol. 75, N. 11, P.4651–4655.
2. Using of a microcapillary refractive X-ray lens for focusing and imaging / Dudchik Yu. I. [et al.] // Spectrochimica Acta. 2007. Vol. B 62. P. 598–602.
3. *Дудчик, Ю. И.* Многоэлементная сферическая преломляющая линза для формирования микро- и наноразмерных пучков рентгеновского излучения // Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2008. № 2. С. 26–30.
4. *Дудчик, Ю. И.* Многоэлементные преломляющие рентгеновские линзы – новый элемент рентгеновской техники // Взаимодействие излучений с твердым телом: Материалы 9-й Междунар. конф., Секция 6. Оборудование и технология 20–22 сент. 2011 г. – Минск, 2011. С. 409–411.
5. *Дудчик Ю. И.* Определение размеров источников рентгеновского излучения с использованием многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы // Приборы и методы измерений. 2011. № 2(3). С. 75–80.
6. *Дудчик, Ю. И.* Многоэлементная преломляющая рентгеновская линза для фотонов с энергией 18 кэВ / Ю. И. Дудчик, Т. Ванг, Б. Му // Приборостроение-2014 : материалы 7-й Международной научно-технической конференции (19–21 ноября 2014 года, Минск, Республика Беларусь) / ред. колл.: О. К. Гусев [и др.]. – Минск: БНТУ, 2014. С. 290–-291.
7. *Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N.* A microcapillary lens for X-rays / Nucl.Instr.Meth.A 421(1999)361.
8. *Дудчик Ю.И.* Рентгенооптические параметры микрокапиллярной линзы / Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский, Ф. Ф. Комаров // Журнал Технической физики. Т. 69, 1999. С. 24.
9. Microscope using an x-ray tube and a bubble compound refractive lens / M. A. Piestrup [et al.] // Applied Physics Letters. 2005. 86 (13), 131104.
10. *Балухо И. Н.* Комплекс для моделирования элементов рентгеновской оптики / И. Н. Балухо, Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосмических технологий и физики конденсированного состояния : материалы VIII Междунар. науч.-практ. конференции, 22–23 мая 2025 г. Минск / М-во об-разования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А.Н. Севченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: «СтройМедиаПроект», 2025. С. 147–148.
11. *Дудчик Ю.И.* Преломляющая оптика для рентгеновских лучей / Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский, Ф. Ф. Комаров // Выбраныя навуковыя працы Беларускага дзяржаўнага універсітэта / Оптыка і лазерная фізіка. Т.4. – БГУ, 2001 С.73–89.
12. *Кольчевская И. Н., Кольчевский Н. Н.*, Феникс линза // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика – 2022» , Нижний Новгород, 19-22 сентября 2022 г. С. 32–33.
13. *Балухо И. Н.* Расчет фокусного расстояния рентгеновского составного линзового волновода / И. Н. Балухо, Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский // Новые направления развития приборостроения: материалы 17-й Международной научно-технической конференции молодых ученых и студентов / редкол.: О. К. Гусев (пред. редкол.) [и др.]. – Минск: БНТУ, 2024. С. 191.
14. *Дудчик Ю. И.* Получение изображений объектов в рентгеновских лучах с использованием пинхол-камеры и оптики Кумахова / Ю. И. Дудчик, И. Н. Балухо, Н. Н. Кольчевский // Приборостроение-2024 : Материалы 17-й Международной научно-технической конференции, 26-29 ноября 2024 года, Минск, Республика Беларусь / редкол.: А. И. Свистун (председатель) [и др.]. – Минск: БНТУ, 2024. С. 48–49.
15. *Дудчик, Ю. И.* Рентгеновская микротомография с лабораторным источником излучения / Ю. И. Дудчик [и др.] // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосмических технологий и физики конденсированного состояния : материалы VIII Междунар. науч.-практ. конференции, 22–23 мая 2025 г. Минск / М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А. Н. Севченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: «СтройМедиаПроект», 2025. С. 206–209.

# Влияние положения мишени на интенсивность спектральных линий лазерной эрозионной плазмы

**А. А. Лискович**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь,*
*e-mail: L30041997@mail.ru*

На примерах металлов, сплавов и минерального сырья проведено исследование зависимости интенсивности спектральных линий эрозионной плазмы, образованной на поверхностях этих веществ, сдвоенными наносекундными лазерными импульсами, от их расположения относительно фокуса фокусирующей лазерное излучение оптической системы. Определены допустимые диапазоны отклонений положения исследуемого объекта относительно фокуса фокусирующей лазерное излучение оптической системы при проведении количественного LIBS анализа.

***Ключевые слова*:** лазерно-эмиссионная плазма, LIBS спектроскопия, интенсивность спектральной линии, сдвоенные лазерные импульсы, позиционирование объекта исследования.

# The influence of target position on the intensity of spectral lines of laser erosion plasma

**A. A. Liskovich**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus,*
*e-mail: L30041997@mail.ru*

Using metals, alloys, and minerals as examples, a study was conducted to determine the dependence of the spectral line intensity of erosion plasma generated on the surfaces of these materials by dual nanosecond laser pulses on their position relative to the focus of the laser-focusing optical system. Acceptable ranges of deviations in the position of the studied object relative to the focus of the laser-focusing optical system during quantitative LIBS analysis were determined.

***Keywords:*** laser emission plasma, LIBS spectroscopy, spectral line intensity, dual laser pulses, positioning of the research object.

## Введение

Лазерно-эмиссионная спектроскопия LIBS является вариантом атомно-эмиссионного спектрального анализа, обладающим значительным потенциалом для применения в различных областях науки, техники и производства [1, 2]. Основными ее преимуществами являются возможность одновременного многоэлементного анализа химического состава вещества, а также возможность проведения экспресс-анализа. LIBS основана на воздействии сфокусированного импульсного лазерного излучения на поверхность исследуемого вещества. Это приводит к возникновению над ней эрозионного плазменного факела, спектр излучения которого регистрируется и расшифровывается для определения принадлежности спектральных линий химическим элементам и определения состава вещества.

Для повышения чувствительности и точности LIBS важным является увеличение интенсивности спектральных линий эрозионной плазмы. Для этой цели применяются сдвоенные лазерные импульсы [3, 4], пространственное ограничение

зоны отбора излучения при регистрации спектров и использование стробов [5], использование дополнительных разрядов и УФ облучение мишени [6–8], использование наночастиц [9] и др. Важным также является выбор лазера для воздействия на вещество. Чаще всего применяют твердотельные лазеры, работающие на длине волны 1,064 мкм. Однако лазеры, генерирующие УФ излучение [10–11] формируют эрозионные плазменные факелы более эффективно. Также следует учитывать то, что в эрозионном факеле по мере его остывания синтезируются наночастицы подобно электровзрывной плазме [12].

Для практической LIBS спектроскопии стабильность интенсивности регистрируемых спектральных линий эрозионной плазмы является важным параметром, влияющим на определение концентрации элементного состава вещества. Важным является расположение исследуемого объекта на одном и том же расстоянии относительно фокуса фокусирующей лазерное излучение оптической системы. Однако это далеко не всегда удается реализовать. В этой связи является актуальным исследование влияния положения мишени относительно фокуса фокусирующей лазерное излучение оптической системы на интенсивность спектральных линий лазерной эрозионной плазмы и оценка величины допустимых отклонений.

**Экспериментальная установка**

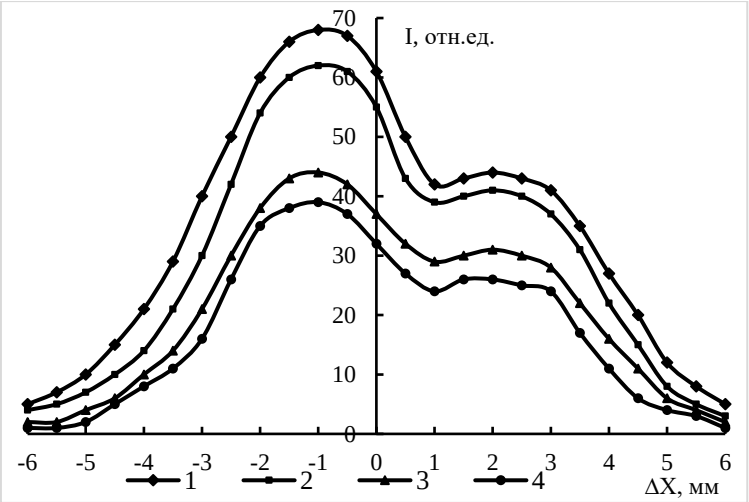
Исследования проводились на экспериментальной установке, описанной в [13]. В ее основу положен лазерно-эмиссионный спектрометр, разработанный в институте физики НАН Беларуси. Используемое лазерное излучение генерировалось YAG:$Nd^{3+}$ лазером на длине волны 1,064 мкм как моноимпульсном режиме, так и в режиме сдвоенных импульсов с регулируемым в диапазоне 0–300 мкс временным интервалом между ними. Длительность лазерных импульсов составляла ~15 нс по полувысоте. Их энергия генерации могла изменяться от 5 мДж до 32 мДж. На мишень лазерное излучение фокусировалось оптической системой. Регистрация спектров осуществлялась с направления близкого к обратному по отношению к лазерному лучу. Излучение плазмы, собранное объективом, вводилось в световод и направлялось в монохроматор-спектрограф MS 2004i. Регистрация спектра эрозионного факела на выходе MS 2004i осуществлялось с помощью регистратора оптического излучения на базе ПЗС-линеек.

Объектами исследования являлись образцы таблетированной глины с добавкой NaCl, алюминия, меди, латуни. В качестве исследуемых спектральных линий были выбраны: для глины с NaCl – линии желтого дуплета натрия Na I 588,984 нм и Na I 589,591 нм, Ca I 393,522 нм, Si I 385,781 нм и Si I 288,158 нм; для алюминия – Al I 308,215 нм и Al I 309,271 нм; для меди Cu I 324,754 нм и Cu I 327,396 нм, для латуни – Cu I 324,754 нм, Cu I 327,396 нм, Zn I 330,259 нм и Zn I 334,502 нм. Исследуемый объект располагался на столике и имел возможность перемещаться вдоль лазерного луча при вращении микрометрического винта с шагом 0,5 мм. NaCl использовался для изменения концентрации натрия в глине. Для этого концентрированный раствор NaCl в дистиллированной воде добавлялся в сухую порошкообразную глину, которая в дальнейшем подвергалась сушке. Вода испарялась, а NaCl оставался. Зная концентрацию раствора и массу порошкообразной глины, можно было рассчитать концентрацию натрия.

Энергия лазерного импульса подбиралась для каждого объекта индивидуально. По объекту осуществлялось воздействие десятью импульсами. Зарегистрированные спектры обрабатывались программой Qsp Client, в которой проводилось их усреднение. Усреднение 10 спектров проводилось автоматически и позволяло снизить погрешность. Наличие самопоглощения не учитывалось. Считалось, что при используемых энергиях лазерных импульсов оно отсутствовало.

## 2. Результаты исследования и их обсуждение

На рисунке ниже представлены зависимости интенсивности спектральных линий желтого дуплета натрия: Na I 588,984 нм (кр. 1) и Na I 589,591 нм (кр. 2); кальция Ca I 393,522 нм (кр. 3) и кремния Si I 385,781 нм (кр. 4) от расстояния от фокуса фокусирующей системы до поверхности мишени ($\Delta X$). В качестве исследуемой мишени в экспериментах использовались образцы высушенной и спрессованной в таблетку глины. Отрицательные значения $\Delta X$ соответствуют расположению мишени между фокусирующей системой и ее фокусом (на мишень падает сходящийся лазерный пучок). Положительные значения $\Delta X$ соответствуют расположению мишени за фокусом фокусирующей системы (на мишень падает расходящийся лазерный пучок). Как при отрицательных, так и при положительных $\Delta X$ больших 6 мм, интенсивность спектральных линий была близка к нулю.




Зависимости интенсивности спектральных линий желтого дуплета натрия Na I 588,984 нм (кр. 1), Na I 589,591 нм (кр. 2), кальция Ca I 393,522 нм (кр. 3) и кремния Si I 385,781 нм (кр. 4) в зависимости от расстояния от фокуса фокусирующей системы до поверхности мишени

Интенсивность спектральных линий увеличивалась с приближением мишени к фокусу фокусирующей лазерное излучение системы. Максимальной интенсивности спектральные линии достигали при $\Delta X$= –1 мм. При $\Delta X$, равных +2 мм, появлялся ещё один более слабый максимум интенсивности спектральных линий. Размер лазерного пятна определяет плотность мощности лазерного излучения на поверхности мишени и зависит от $\Delta X$. С ростом $\Delta X$ от –6 мм до 0 площадь лазерного пятна уменьшается, а плотность мощности лазерного излучения растет. Это приводит к росту интенсивности спектральных линий эрозионной плазмы.

Интенсивность спектральных линий при расположении мишени в фокусе фокусирующей системы не является максимальной. Причинами этого являются нелинейные процессы, происходящие при взаимодействии излучения с мишенью. С ростом плотности мощности лазерного излучения увеличивается мощность тормозного и непрерывного (фонового) излучения из-за интенсивных столкновений между заряженными частицами, особенно на начальных стадиях развития эрозионного факела. Это приводит к тому, что плазма излучает в континууме, а не в линейчатом спектре. Следует отметить также самопоглощение (поглощение собственного излучения самой плазмой). При воздействии лазерного излучения на мишень происходит образование очень плотной и горячей плазмы, которая может поглощать собственное излучение. К снижению интенсивности спектральных линий может также привести рассеяние энергии лазерного импульса приповерхностной плазмой, что снижает эффективность плазмообразования.

Наличие второго пика на зависимостях интенсивности спектральных линий от ΔX связано с оптическим пробоем воздуха перед мишенью. Это приводит не только к потере энергии лазерного импульса, но и к явлениям самофокусировки и самодефокусировки лазерного излучения, что равносильно увеличению фокусного расстояния фокусирующей системы и приближению фактического фокуса к поверхности исследуемого объекта. Наблюдается наличие двух разнесенных в пространстве плазменных образований. Первое – лазерная искра в воздухе на оси лазерного луча, второе – эрозионный факел на поверхности мишени. За счет взаимодействия плазменных образований формируется высокотемпературная плазма, расширяющаяся вдоль оптической оси лазерного луча. Это приводит к некоторому росту (замедлению снижения) интенсивности спектральных линий при $\Delta X \sim 2$ мм. При $\Delta X < 2$ мм лазерная искра и эрозионный факел на поверхности мишени сливаются и эффект от их взаимодействия плохо визуализируется.

Исследовано поведение интенсивности спектральных линий при различных концентрациях вещества в мишени в зависимости от $\Delta X$. Для этого были проведены эксперименты с различными концентрациями NaCl в мишени и построены кривые аналогичные приведенным на рисунке выше. Получено, что в исследованном диапазоне изменений концентраций NaCl влияние $\Delta X$ на интенсивность спектральных линий дуплета натрия происходит практически одинаково.

Исследованы зависимости интенсивности спектральных линий алюминия, меди и латуни от ΔX. Полученные результаты подобны, описанным выше. Увеличение энергии лазерных импульсов приводило к росту интенсивности исследованных спектральных линий. Для целей практической спектроскопии лучшим вариантом является расположение исследуемого образца перед фокусом фокусирующей системы. Это позволяет избежать пробоя воздуха до того, как лазерный импульс достигнет поверхности образца.

**Заключение**

На примерах металлов, сплавов и минерального сырья проведено исследование зависимости интенсивности спектральных линий эрозионной плазмы, образованной на поверхностях этих веществ, сдвоенными наносекундными лазерными импульсами, от их расположения относительно фокуса фокусирующей лазерное

излучение оптической системы. Показано, что интенсивности спектральных линий принимают максимальные значения при расположении этих объектов относительно фокуса фокусирующей лазерное излучение оптической системы на $\Delta X$ = –1,0 мм. Расположение исследуемого объекта относительно фокуса фокусирующей лазерное излучение оптической системы при проведении количественного LIBS анализа должно находиться в диапазоне $\Delta X$ (–1,5 мм) – (–0,5 мм).

**Библиографические ссылки**


1. *Singh, J.* Laser-Induced Breakdown Spectroscopy / J. Singh, S. Thakur. – Amsterdam : Elsevier, 2007. 454 p.
2. *Кремерс, Д.* Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия / Д. Кремерс, Л. Радиемски. – М. : Техносфера, 2009. 370 с.
3. *Курьян, Н. Н.* Временная динамика свечения лазерно-эмиссионного факела глины / Н. Н. Курьян, К. Ф. Зноско, В. В. Григуть // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2018. Т. 8, № 2. С. 101–110.
4. Исследование микроэлементного химического состава строительного песка методами спектрального анализа / С. С. Ануфрик [и др. ] // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2016. Т. 6, № 2. С. 57–63.
5. *Попов, А. М.* Использование лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии для анализа конструкционных материалов и объектов окружающей среды / А. М. Попов, Т. А. Лабутин, Н. Б. Зоров // Вестник Московского университета. Серия 2. Химия. 2009. Т. 50, № 6. С. 453–467.
6. *Зноско, К. Ф.* Коаксиальные XeCl-эксилампы барьерного и емкостного разрядов / К. Ф. Зноско, В. Ч. Белаш // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2019. Т. 9, № 3. С. 74–85.
7. *Зноско, К. Ф.* Системы высокочастотного возбуждения XeCl-эксиламп барьерного и емкостного разрядов / К. Ф. Зноско, В. Ч. Белаш // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 6. Тэхніка. 2019. Т. 9, № 1. С. 28–39.
8. *Volodenkov, A.* Modeling of emission characteristics of XeCl excilamps in pulse-periodic mode of work / A. Volodenkov, S. Anufrik, K. Znosko // High Temperature Material Processes. 2014. Vol. 18, No. 3. P. 181–196.
9. Enhancement of Analytical Signal of Laser Induced Breakdown Spectroscopy by Deposition of Gold Nanoparticles on Analyzed Sample / V. V. Kiris [et al.] // Journal of Applied Spectroscopy. 2019. Vol. 86. P. 900–907.
10. *Anufrik, S. S.* Kinetic model for XeCl-lasers / S. S. Anufrik, A. P. Volodenkov, K. F. Znosko // LFNM 2006 : proceedings of the 8th Int. conference on laser and fiber-optical networks modeling, Kharkiv, Ukraine, June 29 – July 1, 2006 / Kharkiv State University of Radio Electronics, ed. by I. A. Sukhoivanov. – [S. l.] : IEEE, 2006. – P. 80–83.
11. *Anufrik, S.* Simulation of active medium of XeCl lasers / S. Anufrik, A. Volodenkov, K. Znosko // Advanced Lasers and Systems 2007 : proceedings of the Int. conf. on lasers, applications, and technologies, Minsk, Belarus, May 28 – June 1, 2007 / Eds.: V. A. Orlovich, V. Panchenko, I. A. Scherbakov. – Minsk : Society of Photo Optical, 2007. – Art. 673106. (Proceedings of SPIE ; vol. 6731).
12. *Зноско, К. Ф.* Размерные характеристики наночастиц, синтезированных в плазме электровзрывного разряда / К. Ф. Зноско // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2024. Т. 14, № 1. С. 81–92.
13. *Зноско, К. Ф.* Механизмы усиления интенсивности спектральных линий плазмы и роста выноса материала из эрозионного кратера при двухимпульсной лазерной абляции / К. Ф. Зноско // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2023. Т. 13, № 1. С. 116–132.

# Особенности формирования лазерной плазмы на нагретых образцах технологических глин

**Н. Н. Курьян, С. С. Ануфрик**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь*
*e-mail: kurian90@mail.ru, anufrick@grsu.by*

Исследованы механизмы усиления эмиссии лазерно-индуцированной плазмы технологических глин при двухимпульсном лазерном воздействии. Показано, что предварительный нагрев поверхности до 700–1300 °С и последовательное воздействие сдвоенными импульсами увеличивают вынос вещества и интенсивность спектральных линий более чем в 2 раза. Второй импульс, взаимодействуя с плазмой от первого импульса, усиливает ионизацию и диспергирование кластеров. Выполнены теоретические расчёты эллектронной температуры плазмы, образованной при одно- и двухимпульсном режиме облучения.

***Ключевые слова:*** лазерно-эмиссионная плазма; сдвоенные лазерные импульсы; лазерная абляция; технологическая глина; спектральные линии.

# Features of laser plasma formation on heated samples of technological clays

**N. N. Kuryan, S. S. Anufrik**

*[1)]Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus,*
*e-mail: kurian90@mail.ru*

The mechanisms for enhancing laser-induced plasma emission in technological clays under double-pulse laser irradiation were investigated. Preheating the surface to 700–1300 °C and sequential exposure to double pulses were shown to more than double the amount of material removed and the intensity of spectral lines. The second pulse, interacting with the plasma from the first pulse, enhances cluster ionization and dispersion. Theoretical calculations of the electron temperature of the plasma generated under single- and double-pulse irradiation were performed.

***Keywords:*** Laser emission plasma; dual laser pulses; laser ablation; technological clay; spectral lines.

## Введение

Метод лазерно-эмиссионного спектрального анализа (ЛЭСА) широко применяется для определения элементного состава керамических материалов благодаря высокой точности и экспрессности [1]. Наибольшее распространение получили анализаторы на основе YAG:$Nd^{3+}$-лазеров, работающие в двухимпульсном режиме, который позволяет увеличить интенсивность спектральных линий и снизить уровень шумов.

Существует несколько теорий, объясняющих механизм усиления эмиссии при двухимпульсном воздействии [2, 3]: (1) дополнительная ионизация плазмы вторым импульсом; (2) поглощение излучения на границе пара-газового факела; (3) самофокусировка лазерного луча в плазме; (4) нагрев поверхности первым импульсом, повышающий эффективность абляции.

Исследования [4–6] показывают, что ключевым фактором при двухимпульсном возбуждении является временная задержка между импульсами, схема возбуждения плазмы (коллинеарная, ортогональная). давление окружающей среды и начальная температура образца.

Двухимпульсный режим позволяет увеличить интенсивность спектральных линий от 2 до 100 раз и значительно повысить эффективность абляции материалов, что особенно важно для анализа сыпучих сред и совершенствования технологических процессов.

## 1. Экспериментальная установка

Экспериментальные исследования влияния температурных параметров образцов на интенсивность спектральных линий проводились на специализированной установке, представляющей собой модернизацию предыдущей схемы [1]. Для исследования температурной зависимости процессов абляции и эмиссии плазмы образцы глин нагревались путем теплопередачи от стального стержня нагревателя, расположенного внутри образца. Регулировка напряжения питания нагревателя выполнялась автотрансформатором, а температура контролировалась дистанционно с помощью высокотемпературного оптического термовизора ИТ-3СМ.

## 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости интенсивности спектральных линий основных компонентов технологических глин, полученные при воздействии одиночными (1) и сдвоенными (2) лазерными импульсами.

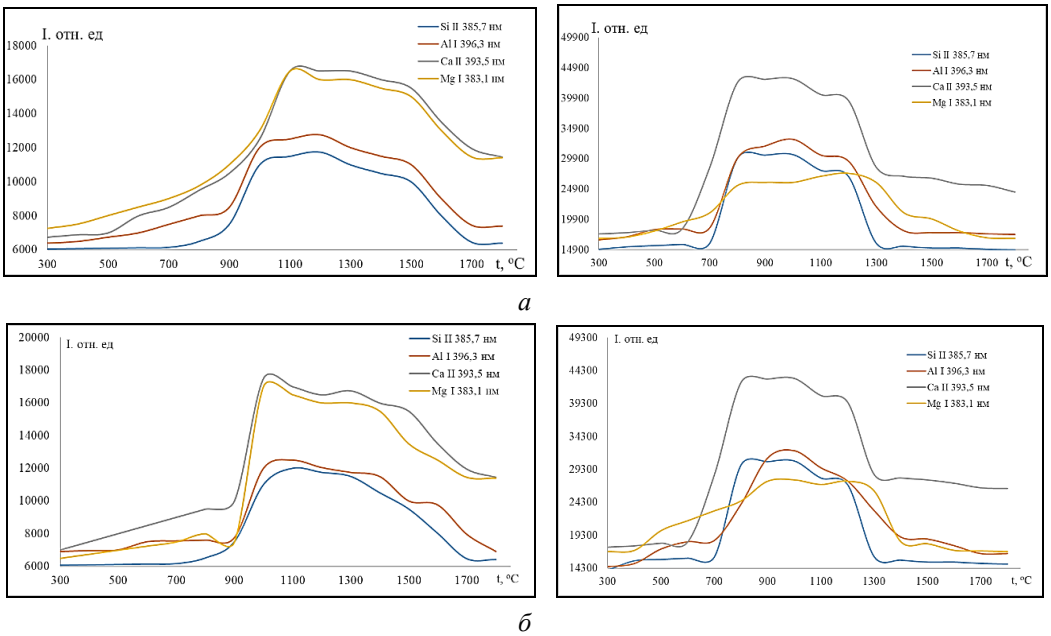



*Рис. 1.* Зависимости интенсивности спектральных линий основных компонентов глины от температуры исследуемого образца при одноимпульсном (1) и двухимпульсном режиме абляции (2): *а* – для красной глины; *б* – для белой технологической глины

Анализ представленных зависимостей (рис. 1) показывает критическое влияние температуры поверхности образца как на массу удаляемого вещества из эрозионного кратера, так и на интенсивность спектральных линий основных компонентов глины. Наблюдается устойчивая тенденция роста интенсивности спектральных линий атомов и ионов при нагреве до 800–900 °C для одиночного импульса и до 600–700 °C для сдвоенных импульсов. Максимум интенсивности для большинства исследуемых элементов при двухимпульсной абляции смещается в область более низких температур примерно на 200 °C, что объясняется дополнительным нагревом кратера первым импульсом.

Далее производились расчеты электронной температуры плазмы технологической глины, учитывающей ее оксидный состав. Для этого использовалась эмпирическая зависимость (1):

$$T_e \approx k \cdot \left( \frac{q_0}{\tau^{0,3}} \right)^{0,4} \cdot \left( \frac{\lambda}{1,06} \right)^{-0,25} \cdot M^{0,15} \quad (1)$$

где $q_0$ - плотность энергии при гауссовым распределении интенсивности в лазерном пучке, (Дж/см²); $\tau$ – длительность импульса (нс), $\lambda$ – длина волны лазера (мкм), $M$ – средняя молярная масса оксидов (г/моль), $k$ – материалозависимый коэффициент, значение которого равно $k$ =1.8 для чистых $Al_2O_3$/$SiO_2$, $k$ = 2.1 для оксидов с переходными металлами ($Fe_2O_3$, $TiO_2$), $k$ = 1.5 для щелочных оксидов ($Na_2O$, $K_2O$).

Исходя из условий, что диаметр лазерного пучка равнялся 2 мм, а энергия лазерных импульсов в каждом канале составляла 30 мДж, в одноимпульсном режиме работы лазера $T_e \approx$ 2.8 эВ, а при двухимпульсном режиме, с учетом нагрева плазмы от первого импульса и дополнительном поглощении второго импульса $T_e \approx$ 3.6 эВ.

Далее расчёты выполнялись для образца белой технологической глины соответствующего состава. При этом учитывалось, что при высоких содержание $Al_2O_3$ и $SiO_2$ электронная температура плазмы увеличивалась на ~15 %. Это связано с тем, что $SiO_2$ (67.62 %) – это основной компонент белой глины, у которого теплопроводность составляет ~1.5 Вт/(м·К); энергия испарения ~10.3 эВ/атом, а коэффициент поглощения при возбуждении плазмы излучением с $\lambda$ = 1.06 мкм составляет ~0.3 см$^{-1}$. Для $Al_2O_3$ (21.50 %) – второй по значимости компонент белой глины, у которого более высокий коэффициент поглощения (0.8 см$^{-1}$ при 1.06 мкм), энергия ионизации составляет ~5.98 эВ (ниже, чем у Si – 8.15 эВ). Соединения (Fe, Ti, Ca) дают дополнительное поглощение лазерного излучения ~(5–10) %.

Соответственно исходя из вышеизложенного для каждого оксида были введены весовые поправочные коэффициенты влияния эффективного поглощения, ионизационного выхода, термодинамический коэффициент, плазменный выход и летучесть, приведенные в табл. 1.

Для внесения соответствующих поправок в электронную температуру плазмы была сформирована формула (2):

$$T_{cor} = T_{base} \cdot \left( 1 + 0,15 \cdot \frac{\sum (C_i \cdot K_{i,abs} \cdot K_{i,\text{ion}})}{\sum C_i} \right)^{0,4} - 0,05 \cdot \frac{\sum (C_i / K_{i,\text{heat}})}{\sum C_i} \quad (2)$$

*Таблица 1*

**Весовые поправочные коэффициенты влияния оксидного состава белой глины на электронную температуру плазмы**

| Оксид | Содержание $C_i$, % | Поглощение (K_abs) | Ионизация (K_ion) | Теплоёмкость (K_heat) | Плазменный выход (K_plasma) | Летучесть (K_vap) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $SiO_2$ | 67,62 | 0,7 | 0,9 | 1 | 0,8 | 0,85 |
| $Al_2O_3$ | 21,50 | 1,3 | 1,4 | 0,8 | 1,5 | 1,1 |
| $Na_2O$ | 4,47 | 1,2 | 1,1 | 1,2 | 1,8 | 2,5 |
| MgO | 1,25 | 0,9 | 1,2 | 0,9 | 1,3 | 1,4 |
| $K_2O$ | 1,08 | 1,25 | 1,15 | 1,15 | 1,7 | 2,3 |
| CaO | 2,24 | 0,95 | 1,25 | 0,85 | 1,1 | 1,2 |
| $TiO_2$ | 0,80 | 1,8 | 1,7 | 0,6 | 2 | 0,9 |
| $Fe_2O_3$ | 0,53 | 2,5 | 2 | 0,5 | 2,5 | 0,8 |
| Прочие | 0,51 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 |

Коэффициент эффективного поглощения рассчитывается по формуле (3):

$$A_{eff} = \frac{\sum (C_i \cdot K_{i,abs})}{\sum C_i} \tag{3}$$

Коэффициент ионизационного выхода рассчитывается по формуле (4):

$$I_{eff} = \frac{\sum (C_i \cdot K_{i,\mathrm{ion}})}{\sum C_i} \tag{4}$$

Термодинамический коэффициент рассчитывается по формуле (5):

$$H_{eff} = \frac{\sum C_i}{\sum (C_i / \mathrm{K}_{i,heat})} \tag{5}$$

С учетом формул (3)-(5) получим следующее выражение для эллектронной температуры плазмы:

$$T_e = 1{,}5 \cdot F^{0,4} \cdot A_{eff} \cdot I_{eff} \cdot A_{eff}^{-0,2} \tag{6}$$

Результаты расчетов по формуле (6) для отдельных компонентов белой глины представлены в табл. 2.

*Таблица 2*

**Вклад отдельных компонентов белой глины в температуру эмиссионной плазмы**

| Компонент | Вклад в температуру |
|---|---|
| $SiO_2$ | +18500 K |
| $Al_2O_3$ | +11200 K |
| $Na_2O$+$K_2O$ | +3800 K |
| $TiO_2$+$Fe_2O_3$ | +4500 K |
| Остальные | +1200 K |

Исходя из результатов, представленных в табл. 2, скорректированные значения электронной температуры плазмы для одноимпульсного режима составили ~3.37 эВ (39200 K), а для двухимпульсного режима работы лазера ~4.13 эВ (48000 K).

При этом временная модель эволюции лазерно-эмиссионной плазмы состоит в следующем:

— Первый лазерный импульс создаёт плазму с $T_e \approx 3.37$ эВ;

— Ко времени прихода второго лазерного импульса плазма частично остывает до температуры $T_e \approx 2.55$ эВ;

— Второй лазерный импульс дополнительно нагревает эмиссионную плазму до 4.0 эВ.

При более детальном рассмотрении, в течении первых 500 нс происходит абляция легких компонентов (Na, K, Al) и образование первичной плазмы. Далее, при воздействии второго лазерного импульса происходит взаимодействие с расплавленными силикатами и локальный перегрев кристаллических структур $TiO_2$ и $Fe_2O_3$.

Сравнение с экспериментальными данными показало, что точность расчётного значения температуры составляет ±8 % а отклонение, по интенсивностям анализируемых спектральных линий ±12 %. Наилучшее соответствие наблюдается для спектральных линий Al и Si. Для других анализируемых химических элементов необходима дополнительная калибровка. Данный подход позволяет точно моделировать параметры лазерной плазмы технологической глины с учетом их реального химического состава.

**Библиографические ссылки**


1. Спектральный анализ элементного состава древесноволокнистой плиты / С. С. Ануфрик [и др.] // Веснік Гродзенскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя Янкі Купалы. 2015. Т. 199, № 3. С. 83–92.
2. Role of laser pre-pulse wavelength and inter-pulse delay on signal enhancement in collinear double-pulse laser-induced breakdown spectroscopy / P. K. Diwakar [et al.] // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2013. Vol. 87, iss. 1. P. 65–73.
3. Динамика процессов абляции и развития приповерхностной лазерной плазмы сплавов алюминия сдвоенными лазерными импульсами / А. П. Зажогин [и др.] // Вестник БГУ. 2008. № 3. С. 15–18.
4. Dual-pulse LIBS using a pre-ablation spark for enhanced ablation and emission / D. N. Stratis-Cullum [et al.] // Appl. Spectrosc. 2000. Vol. 54, iss. 9. P. 1270–1274.
5. Characterization of a collinear double pulse laser-induced plasma at several ambient gas pressures by spectrally- and time-resolved imaging / Cristoforetti G. [et al.] // Appl. Phys. B Lasers Opt. 2005. Vol 80, iss. 4. P. 559–568.
6. Enhanced LIBS using combination of fourth harmonic and fundamental YAG laser pulses / L. St-Onge [et al.] // Spectrocmimica Acta B. 2002. Vol 57, iss 1. P. 121–135.

# Оптимизация потенциала ускоряющего электрического поля в лазерно-плазменном источнике ионов для формирования наноструктур при повышенных плотностях мощности лазерного излучения

**В. К. Гончаров, М. В. Пузырев**

*Институт прикладных физических проблем им. А. Н.Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Республика Беларусь,*
*e-mail: puzyrev@bsu.by*

Проведено экспериментальное исследование эрозионного лазерного факела при воздействии лазерного излучения плотностью мощности $1{,}5\cdot10^9$ Вт/см$^2$ на оловянную мишень. Показано, что с помощью разработанной схемы можно получать ионные потоки из эрозионной лазерной плазмы, а также плавно управлять их энергией с помощью электрического поля. Показано, что для увеличения КПД наносимых нанопокрытий с помощью ионных потоков целесообразно использовать ускоряющие электрические потенциалы от 30 В и выше.

***Ключевые слова:*** лазерная плазма, ионные потоки, наноструктуры

# Optimization of the accelerating electric field potential in a laser-plasma ion source for the nanostructures formation at increased laser radiation power densities

**V. K. Goncharov, M. V. Puzyrev**

*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: puzyrev@bsu.by*

The erosive laser plume have been experimentally studied at acting laser radiation with a power density of $1.5\cdot10^9$ W/cm$^2$ on a tin target. It was shown that the developed scheme can generate ion beams from the erosive laser plasma and smoothly control their energy using an electric field. It was shown that accelerating electric potentials of 30 V or higher are beneficial for increasing the efficiency of nanocoatings deposited using ion beams.

***Keywords: laser plasma; ion beams; nanostructures.***

## Введение

В настоящее время лазерно-плазменный метод формирования наноструктур является наиболее перспективным. Преимущество этого метода состоит в том. что лазерное излучение не вносит в сформированные наноструктуры дополнительных примесей и позволяет получать плазму из любого вещества. Особенно это важно когда в качестве мишеней используются тугоплавкие материалы. Лазерно-плазменный метод формирования наноструктур достаточно прост. При воздействии лазерного излучения на мишень формируется эрозионный лазерный факел, который за счет газокинетического давления движется от мишени ортогонально ее поверхности. Для изменения условий формирования наноструктур из различных материалов необходимо плавно изменять плотность мощности воздействующего

лазерного излучения. Однако в современных технологических лазерах изменение энергии имеет небольшой динамический диапазон.

В [1] предложен лазерно-плазменный источник ионов для формирования наноструктур, который позволяет в большом динамическом диапазоне плавно регулировать режимы нанесения нанопокрытий в стерильных условиях с более высокими адгезионными свойствами. На рис. 1 представлена электрическая схема этого источника. Подавая на сетку отрицательный потенциал по отношению к мишени, можно после сетки получать поток заряженных частиц, состоящий преимущественно из ионов, а подавая на сетку плавно изменяющийся положительный потенциал по отношению к подложке, можно плавно изменять энергию ионов, падающих на подложку. Для того, чтобы источники питания в цепи мишень-сетка и сетка-подложка были независимыми, сетку необходимо заземлить.

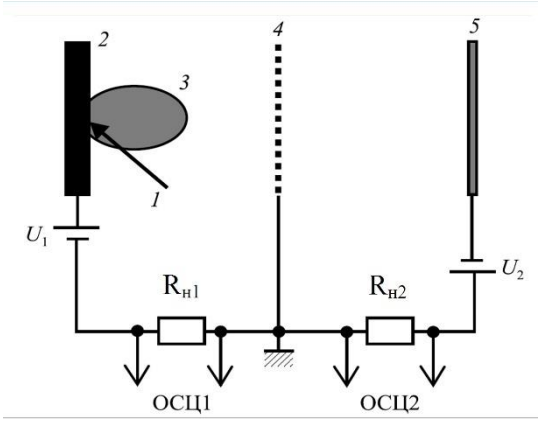



*Рис. 1.* Электрическая схема эксперимента:
1 – лазерное излучение; 2 – мишень; 3 – эрозионный плазменный факел; 4 – сетка; 5 – подложка; ОСЦ1и ОСЦ2 — сигналы, снимаемые осциллографом с нагрузок $R_{н1}$ и $R_{н2}$; $U_1$ – потенциал между сеткой и мишенью; $U_2$ – потенциал между сеткой и подложкой

**Экспериментальное оборудование.**

Воздействие на мишень производилось излучением лазера YAG: $Nd^{3+}$ LS-2137 фирмы Lotis – TII (Беларусь) с длиной волны $\lambda = 1064$ нм, длительностью импульса по полувысоте ~20 нс и частотой следования лазерных импульсов 5 Гц. Энергия в отдельном импульсе составляла 0,1÷0,5 Дж. Эксперименты проводились в вакууме при давлении остаточных газов $10^{-3}$ Па. Измерения временных характеристик производились с помощью осциллографа Tektronix TDS 2022B. Плотность мощности воздействующего лазерного излучения на мишень составляла ~$1{,}5 \cdot 10^9$ Вт/см$^2$.

**Результаты эксперимента и их обсуждение**

При плотности мощности лазерного излучения, воздействующего на оловянную мишень ~$1{,}5 \cdot 10^9$ Вт/см$^2$ эрозионный лазерный факел имеет достаточно высокие параметры (температуру, давление, ионизацию). С целью надежного

разделения электронных и ионных потоков в этом случае потенциал в промежутке сетка-подложка был увеличен до 30 В.

На рис. 2, *а* представлена кривая общего электронного и ионного тока в промежутке мишень - сетка. На переднем фронте кривая формируется за счет обратного тока электронов в сторону мишени, а затем появляется поток ионов в направлении сетки.

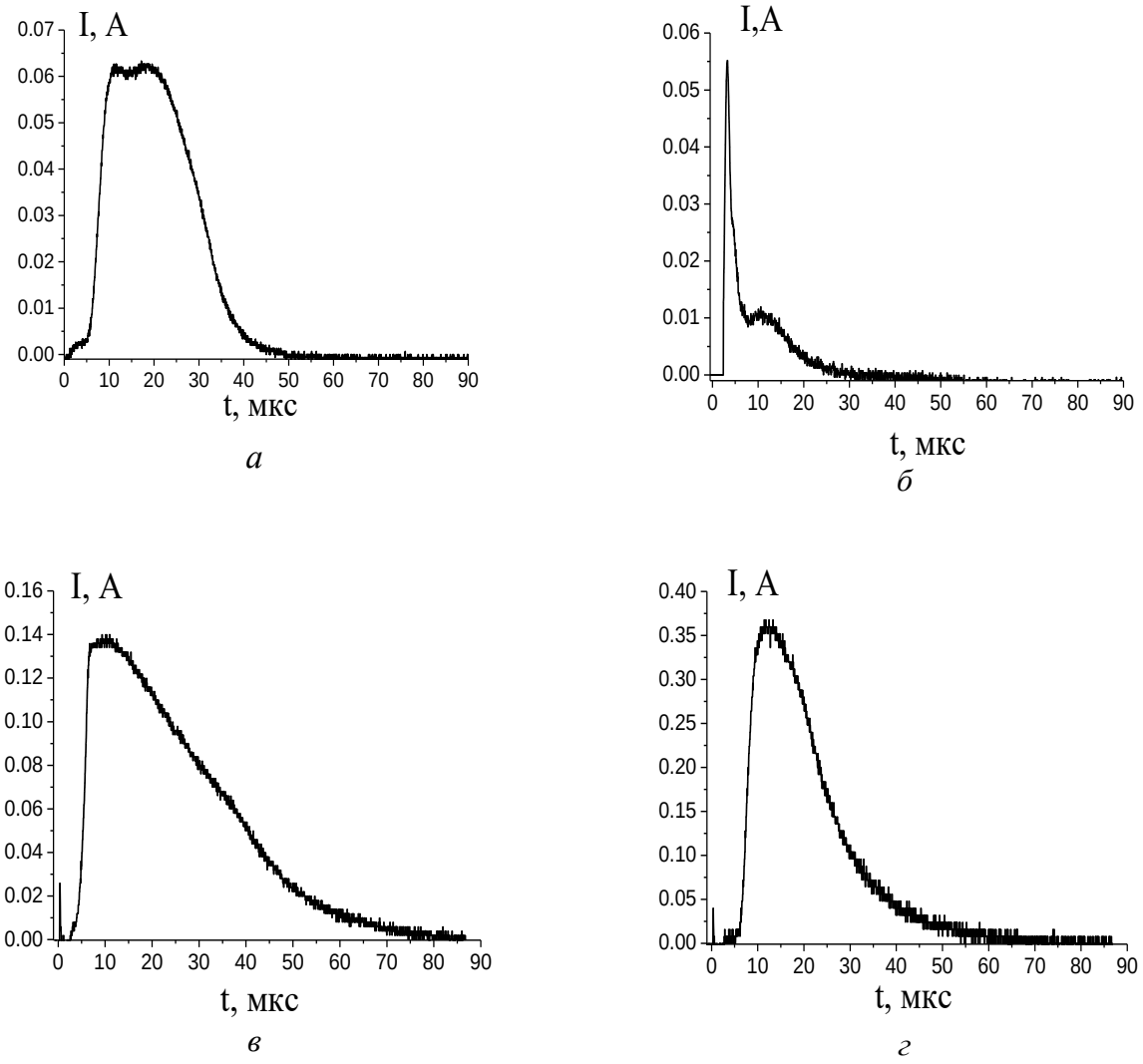



*Рис. 2.* Изменение тока во времени при воздействии на оловянную мишень лазерного излучения с плотностью мощности $1{,}5 \cdot 10^9$ Вт/см$^2$ при различных потенциалах между сеткой и подложкой:
*а* – на сетке; *б* – на подложке при 0 В; *в* – на подложке при 30 В; *г* – на подложке при 75 В. Потенциал мишень-сетка 30 В

При нулевом потенциале кривая ионного тока в промежутке сетка-подложка представлена на рис. 2, *б*. Первоначально наблюдается большой рост ионного тока на подложку, но через несколько микросекунд он резко уменьшается. Это объясняется тем, что без внешнего потенциала в промежутке сетка- подложка на поверхности подложки скапливается слой ионов, и их заряд начинает отражать

последующий поток ионов и ионный ток в промежутке сетка -подложка резко уменьшается, а затем медленно уменьшается до ноля. Небольшой провал в центре импульса ионного тока объясняется соотношением заряда общего ионного потока и заряда на поверхности подложки. Такой эффект существенно снижает КПД процесса нанесения. При подаче на подложку электрического потенциала 30 В, отрицательного по отношению к сетке, накопление ионов на поверхности не происходит. Он компенсируется внешним источником питания. Поэтому форма импульса ионного тока на подложку представляет собой ассиметричный колокол, так же, как и интенсивность свечения эрозионного факела (см. рис. 2, *в*). Это приводит к существенному увеличению КПД нанесения нанопокрытия. При увеличении потенциала в промежутке сетка-подложка до 50 В импульс ионного тока увеличивается по амплитуде и сокращается его длительность. Сокращение длительности импульса ионного тока на подложку объясняется тем, что при увеличении потенциала на подложке увеличивается скорость ионов и происходит подфокусировка ионного потока [2]. При дальнейшем увеличении потенциала в промежутке сетка подложка происходит только увеличение ионного тока и увеличивается скорость формирования наноструктур с помощью лазерно-плазменного источника ионов.

## Заключение

Таким образом, в лазерно-плазменном источнике ионов для формирования наноструктур существуют пределы для потенциала в промежутке сетка-подложка, ускоряющего ионы, для осуществления надежного управления ионным потоком на подложку. Для оловянной мишени при плотности мощности воздействующего на нее лазерного излучения ~$1{,}5 \cdot 10^9$ Вт/см$^2$ целесообразно использовать ускоряющие электрические потенциалы от 30 В и выше.

## Библиографические ссылки

1. Устройство управления параметрами эрозионного лазерного факела в вакууме для осаждения наноструктурированных покрытий на различные материалы: пат. BY 12575 / В. К. Гончаров, М. В. Пузырев, В. Ю. Ступакевич. –Опубл. 30.04.2021.
2. Лазерно-плазменный источник ионов с регулируемой энергией для нанесения наноплёнок // В. К. Гончаров [и др. ] // Электроника инфо. 2016. № 11. С. 55–57.

# Динамика поверхностных процессов при лазерном воздействии на прозрачный диэлектрик в различных внешних условиях

**С. В. Васильев, А. Л. Ситкевич**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь, e-mail: s.vasilijev@grsu.by*

С помощью скоростной интерференционной киносъемки исследована динамика развития зоны разрушения, приповерхностного пароплазменного образования при воздействии лазерного излучения с плотностями потока до $10^7$ Вт/см$^2$ и длительностью импульса ~ 1 мс на образец из полиметилметакрилата толщиной. Экспериментально показано, что развитие зоны лазерного разрушения объясняется в основном тепловым механизмом при возможном влияние возникающих упругих колебаний.

***Ключевые слова:*** зона лазерного разрушения, прозрачный диэлектрик, акустические волны.

# Dynamics of surface processes under laser irradiation of a transparent dielectric under various external conditions

**S. V. Vasiliev, A. L. Sitkevich**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus, e-mail: s.vasilijev@grsu.by*

Using high-speed interference filming, the dynamics of the development of the destruction zone and the near-surface vapor-plasma formation were studied under the influence of laser radiation with flux densities of up to $10^7$ W/cm$^2$ and a pulse duration of ~ 1 ms on a sample made of polymethyl methacrylate with a thickness of.

***Keywords:*** laser destruction zone, transparent dielectric, acoustic waves.

## Введение

Большое внимание уделяется исследованию разрушения прозрачных твердых тел под действием лазерного излучения (ЛИ) [1–6]. Это объясняется широким применением прозрачных сред в лазерной технике (активные среды, системы формирования и транспортировки пучков ЛИ, нелинейные преобразователи). В частности, значительные успехи достигнуты в использовании полиметилмета-крилата (ПММА) при изготовлении полимерных матриц для активных элементов лазерных систем. Во многом это обусловлено относительной простотой изготовления и достаточно хорошими оптическими качествами получаемых матриц [7, 8]. Однако существенным недостатком ПММА является его невысокая лучевая стойкость. В связи с этим выявление особенностей разрушения прозрачных полимеров в различных средах и при различных режимах лазерного воздействия является актуальным.

## 1. Экспериментальная установка и методика исследований

Для изучения развития необратимо изменённой зоны в прозрачных веществах, подвергшихся лазерному воздействию, были выбраны теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Их основные преимущества при данных исследованиях заключались в следующем: оптические методы не вводят вредных возмущений в исследуемое пространство и не вызывают изменения физических свойств среды; они обладают большой чувствительностью; дают возможность одновременно исследовать всё пространство, занятое изучаемым явлением; их успешно можно применять для исследования нестационарных быстропротекающих явлений.

Схема экспериментальной установки, использовавшейся в работе, приведена на рис. 1. Излучение рубинового лазера 1 (ГОР-100М), работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau$ = 1,2 мс, $\lambda$ = 0,694 мкм), пройдя через фокусирующую систему 2, направлялось на образец 3. Диаметр полученного таким образом пятна излучения с резкими краями варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм.

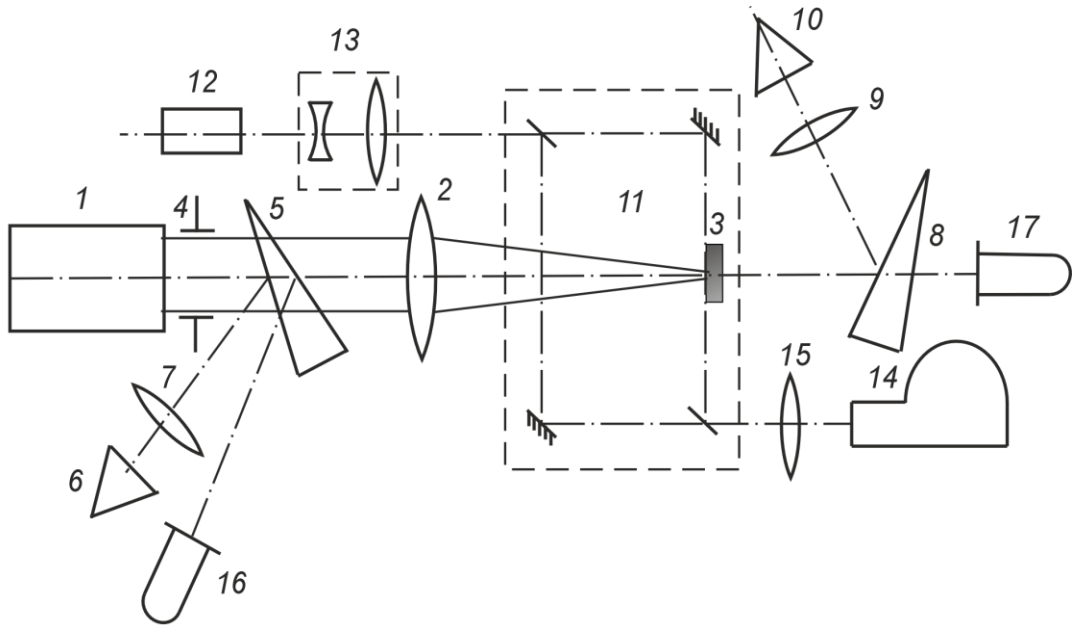



*Рис.1.* Схема экспериментальной установки

Экспериментально определенный размер фокальной области (области каустики) системы 2 при использовании лазера 1 не превышал 2 мм. Часть ЛИ (~ 4 %) направлялась передней гранью стеклянного клина 5 в измеритель энергии ИМО-2Н 6, входной зрачок которого был расположен в фокальной плоскости линзы 7. Энергия лазерных импульсов варьировалась в пределах от 5 до 60 Дж. Часть излучения (~ 4 %), прошедшего через образец 3, при помощи второго клина 8 и линзы 9 направлялась на второй измеритель энергии ИМО-2Н 10. По показаниям ИМО-2Н 6 и 10 (рис. 1) определялась величина коэффициента поглощения

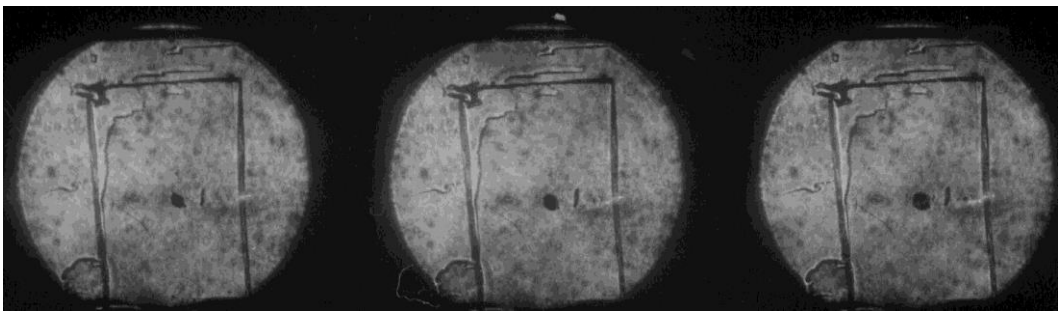
$k_{погл}$. Коаксиальные фотоэлементы ФЭК 16 – 17, сигнал с которых подавался на вход осциллографов С8-13, использовался для регистрации времен-ной формы лазерного импульса.

Для изучения приповерхностных процессов в образце 3 в ходе воздействия на него ЛИ, упомянутый образец помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха-Цендера 11. Интерферометр освещался излучением рубинового лазера 12 (λ = 0,694 мкм), работавшего в режиме свободной генерации. Селекция поперечных мод зондирующего лазера осуществлялась диафрагмой, помещенной внутрь резонатора, а продольных – эталоном Фабри-Перо, использовавшимся в качестве выходного зеркала. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор 13, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром до 3 см и превышающим толщину облучаемого образца, что позволило наблюдать за ростом кратера, развитием пароплазменного облака, а также за формированием и распространением упругих волн в веществе мишени.

Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М 14, плоскость фотопленки в которой была сопряжена с меридиональным сечением воздействующего на образец лазерного луча при помощи объектива 15. Скоростная камера работала в режиме лупы времени и обеспечивала пространственное разрешение по полю объекта ~ 50 мкм. Временное разрешение составляло ~ 1 мкс.

## 2. Особенности формирования кратера в полиметилметакрилате

На рис. 2 представлены теневые картины, полученные при воздействии импульсного лазерного излучения на образец из ПММА, окруженный воздухом при давлении $10^{-3}$ Па.



*а* *б* *в*

*Рис. 2.* Теневые картины в разные моменты времени относительно начала воздействия: *а* – $t$ = 38 мкс; *б* – $t$ = 44 мкс; *в* – $t$ = 52 мкс

Видно, что в данном случае на поверхности облучаемого образца образования макроскопической (видимой) зоны разрушения первоначально не наблюдается. При почти полном отсутствии кислорода горения ПММА не происходит, соответственно не происходит и экранировки излучения поверхностью образца. Лазерное излучение беспрепятственно проходит вглубь образца и поглощается на

неоднородностях (дефектах) материала, как при лазерном пробое в стекле и других прозрачных аморфных силикатах, а также кристаллах. В результате внутри образца возникают и увеличиваются в размерах видимые зоны разрушения (каверны). При этом первоначально развивается каверна на большем (более грубом) дефекте вдали от облучаемой поверхности. Параллельно начинает формироваться каверна и на меньшем дефекте, расположенном ближе к облучаемой поверхности. С течением времени «ближний» дефект начинает «затенять» (экранировать) дальний, и его рост замедляется. Если «ближний» дефект «выходит на поверхность», в «точке выхода» начинается развитие кратера. Если «ближняя» каверна располагается достаточно далеко от облучаемой поверхности, она на поверхность не «выходит», и кратер не образуется.

При воздействии лазерного излучения на образец из ПММА, расположенный в воде, наблюдаются явления аналогичные при воздействии ЛИ на металлический образец, расположенный в воде. Воспользовавшись предложенной методикой расчета параметров парогазового образования возможен расчет температуры поверхности ПММА.

Оптический пробой прозрачных полимеров обусловлен наличием поглощающих включений, которые всегда присутствуют в объеме образца. Также, в процессе развития кратера, в образце возникают акустические волны. На рис. 3 представлена интерференционная картина процесса воздействия ЛИ на ПММА.

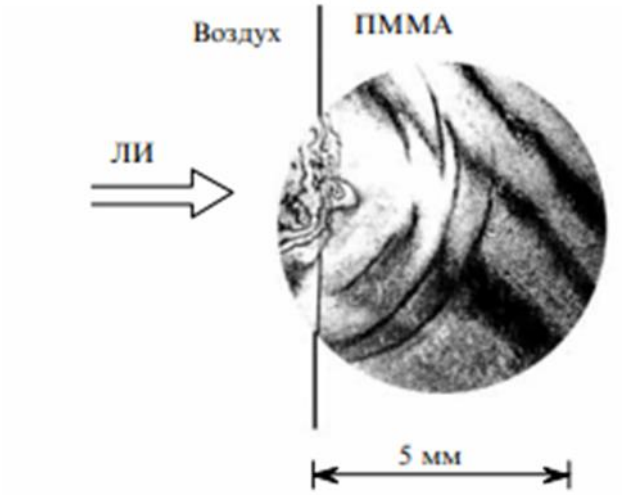



*Рис. 3.* Интерферограмма акустической волны в момент времени $t$ = 50 мкс относительно начала воздействия на ПММА ЛИ с энергией 20 Дж

Для регистрации давления упругих колебаний, формирующихся в обрабатываемом материале, использовался датчик на основе пьезокерамики ЦТС-19 с устройством для компенсации отражений. Датчик регистрировал нормальную к рабочему срезу компоненту тензора напряжений. Полоса пропускания датчика позволяла достоверно регистрировать упругие колебания с частотами до 1 МГц.

Датчик прикреплялся к тыльной стороне облучаемого образца, сигнал подавался на вход осциллографа С8-13, запуск которого был синхронизирован с запуском осциллографа, регистрирующего временную форму лазерного импульса. По осциллограммам было получено значение максимального давления упругих колебаний, которое составило ≈ 5 кПа.

**Заключение.**

Экспериментально показано, что развитие зоны лазерного разрушения объясняется в основном действием механизма теплового нагрева поглощающих включений в объеме образца, при возможном влияние возникающих упругих колебаний.

При расположении облучаемого образца в камере с пониженным давлением излучение лазера свободно проникает вглубь материала, что позволяет формироваться очагам пробоя в объеме образца на дефектах и неоднородностях. При этом развитие каверн, расположенных ближе к облучаемой поверхности, препятствует развитию более удаленных каверн (экранировка).

В ПММА, находящемся в воде, поглощение излучения и экранировка поверхности осуществляется за счет парогазового образования и каверн на неоднородностях внутри образца не наблюдается.

Таким образом, в вакууме и в воде (т. е. при отсутствии доступа кислорода) кратер не образуется. Следовательно, основным механизмом образования кратера на поверхности полиметилметакрилата является горение пластика.

**Библиографические ссылки**


1. Разрушение прозрачных диэлектриков под действием мощного лазерного излучения / Б. М. Ашкинадзе [и др.] // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1966. Т. 50, № 5. С. 1187–1201.
2. *Маненков А. А., Нечитайло В. С.* Роль поглощающих дефектов в лазерном разрушении прозрачных полимеров // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 3. С. 616–619.
3. *Маненков А. А.* К механизму эффекта накопления в лазерном разрушении полимеров: возникновение макроразрушения вследствие ионизационной волны поглощения / А. А. Маненков, Г. А. Матюшин, В. С. Нечитайло // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 4. С. 839 – 841.
4. *Маненков, А. А., Прохоров А. М.* Лазерное разрушение прозрачных твердых тел // Успехи физических наук. 1986. Т. 148, № 1. С. 179–211.
5. Взаимодействие лазерного излучения с оптическими полимерами / К. М. Дюмаев [и др.] // Труды ИОФАН. – М. : Наука, 1991. Т. 33. 144 с.
6. *Колдунов, М. Ф.* Механическое разрушение прозрачных твердых тел лазерными импульсами разной длительности / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // Квантовая электроника. 2002. Т. 32, № 4. С. 335–340.
7. Активные полимерные элементы для лазеров на красителях / Д. А. Громов [и др.] // Известия АН СССР. Серия физическая. 1982. Т. 46, № 10. С. 1956–1958.
8. Прозрачные полимеры – новый класс оптических материалов для лазеров / К. М. Дюмаев [и др.] // Квантовая электропика. 1983. Т. 10, № 4. С. 810– 818.

# Исследование возможности напыления нанопленок из оксидов титана, легированных алюминием, при распылении титана и алюминия сдвоенными лазерными импульсами в атмосфере воздуха

**К. Ф. Ермалицкая, У. К. Шерба, Н. Н. Красноперов, Е. С. Воропай**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: ermalitskaia@gmail.com*

Исследованы возможности получения нанопленок из оксидов титана, легированных алюминием, при абляции сдвоенными лазерными импульсами гибридной мишени, состоящей из пластинок титана и алюминия, склеенных между собой Для проведения исследований использовали лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Проведены исследования влияния интервала между сдвоенными импульсами, количества импульсов и угла воздействия излучения на мишень на процессы при целенаправленном формирование компонентного и зарядового состава лазерного факела направляемого на подложку.

***Ключевые слова**: нанопленки; оксиды титана и алюминия; импульсное лазерное напыление; лазерная плазма; лазерная искровая спектрометрия.*

# Study of the influence of the ablation angle on the processes of deposition of gas-sensitive nanofilm resistors from copper oxides doped with zinc during laser sputtering of copper and zinc in air

**K. F Ermalitskaia, U. K. Shcherba, N. N. Krasnoperov, E. S. Voropay**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: ermalitskaia@gmail.com*

Studies have been carried out of the influence of the number of pulses and the angle of radiation exposure on the target on the processes of deposition of gas-sensitive nanofilm resistors from copper oxides doped with zinc during ablation with dual laser pulses of a hybrid target consisting of sequentially glued copper and zinc plates on a substrate made of copper-foiled fiberglass in an air atmosphere. The sensitivity parameters of the sensor for ammonia, water, and acetic acid were assessed.

***Keywords:*** nanofilms; zinc and copper oxides; pulsed laser sputtering; laser plasma; laser spark spectrometry.

## Введение

В настоящее время тонкие слои диоксида титана широко используются в качестве тонкопленочных фотокатализаторов [1, 2]. Тонкопленочные системы на основе диоксида титана могут применяться для фотодеградации токсичных соединений, изготовления самоочищающихся поверхностей и т. д. Все достоинства оксидов титана связаны с относительно большим временем жизни фотогенерированных носителей заряда (250 нс) [1–3]; однако при этом $TiO_2$ обладает низкой квантовой эффективностью из-за слабого разделения фотогенерированных носителей заряда, ограниченным спектром поглощения в ультрафиолетовой области,

что ограничивает возможности использование энергии солнечного света. Оксид титана имеет большую ширину запрещенной зоны (3,2 эВ), практически для всех кристаллических модификаций. В последнее десятилетие увеличился интерес к получению и изучению наноразмерных мезопористых порошков диоксида титана. Связано это с тем, что при уменьшении размеров частиц сокращается расстояние до зоны поверхностной реакции, что приводит к более эффективному переносу носителей заряда и лучшему разделению электроннодырочной пары. Также за счет уменьшения размеров частиц возрастает удельная поверхность диоксида титана, что позволяет количественно повысить число реакций, происходящих на поверхности [1, 2]. В последние годы было установлено, что в результате допирования тонких покрытий $TiO_2$, такими металлами, как Fe, Cu, Al, в количестве порядка 1 моль % образуются тонкопленочные системы с высокой фотокаталитической активностью [2].

Одним из возможных подходов к формированию пористых структур с максимально развитой поверхностью является синтез фрактальных структур [4]. Формированию кластеров металлов в лазерном факеле посвящен ряд работ [4]. Авторами показаны возможности синтеза фрактальных нитей, кластеров и многослойных структур при лазерном воздействии на металлические мишени в буферных газах, обсуждаются принципы формирования фрактальных структур при распространении плазмы в воздухе.

Тонкие пленки оксидов титана и прежде всего оксидов 4-валентного титана $TiO_2$ в их различных модификациях можно получать разными методами. Химические методы требуют нескольких стадий для получения наноразмерного объекта и утилизации отходов производства.

Разрабатываемый в данной работе подход, для напыления пленок с пористой поверхностью, основан на использовании высокоинтенсивных сдвоенных лазерных импульсов для распыления (абляции) в атмосфере воздуха гибридной мишени состоящей из пластинок титана (толщина 0,5 мм) и алюминия (толщина 0,23 мм) склеенных между собой. Возникающий в этом случае относительно небольшой (порядка несколько мм) плазменный факел характеризуется высокой температурой, давлением, большой степенью ионизации элементов, поэтому он вполне способен обеспечить интенсивный поток частиц желаемой (высокой) энергии на близко расположенную подложку.

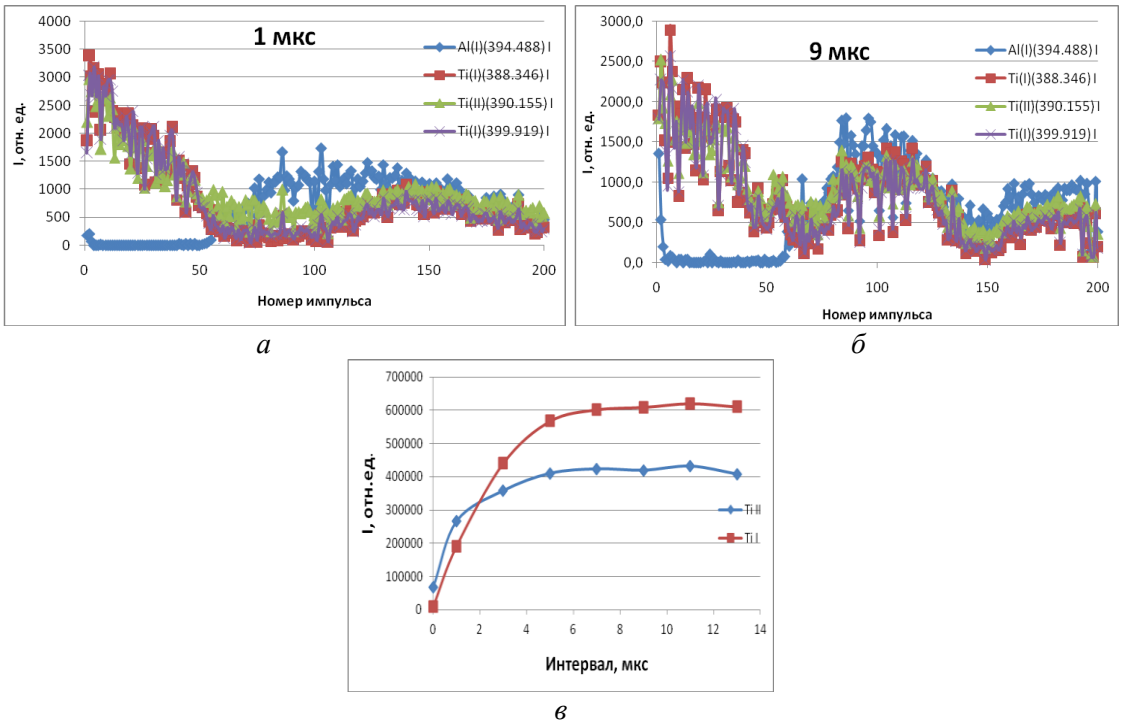
**Результаты исследования**

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Испарение вещества и возбуждение плазмы в спектрометре осуществляется излучением двухимпульсного лазера на АИГ+$Nd^{3+}$ (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Средняя длительность импульса 15 нс. Частота повторения импульсов 10 Гц.

В настоящей работе приведены результаты исследования динамики процессов образования атомов и ионов Ti и Al при воздействии серий последовательных сдвоенных лазерных импульсов на гибридную мишень, состоящую из склеенных

между собой пластинок титана ВТ1-0 (толщина 500 мкм) и алюминия АД1, при энергии импульсов 35 и 43 мДж. Исследования процессов напыления от интервала между импульсами показали, что при интервалах от 0 до 4 мкс титан распыляется, но напыления пленки практически не наблюдается, интенсивность линий малая (см. рис. 1, *а*). С увеличением интервала наблюдается заметный рост интенсивности атомных и ионных линий титана Ti I (430,591 нм, $E_{возб}$ =3,727 эВ) и иона Ti II (439,500 нм, $E_{возб}$ = 3,91 эВ) и качество пленки, особенно заметный в интервалах от 5 до 15 мкс (см. рис. 1, *б* и *в*). При дальнейшем увеличении интервала качество пленки ухудшается.

В качестве примера на рис. 1, *а*, *б* приведены результаты исследований по зависимости интенсивности 2 линий атомов Ti I (388,346 нм и 399,919) и ионов Ti II (390,155 нм), алюминия Al I (394,488 нм) от величины между импульсного интервала (1 и 9 мкс) и количества импульсов (угол 90 град). На рис. 1, *в* приведена зависимость интенсивности линий титана для интервалов.




*а* *б*

*в*

*Рис. 1.* Зависимость интенсивности линий Ti:
*а* – от интервала; *б* – от угла;
*в* – от количества импульсов для углов 50, 60 и 70 градусов

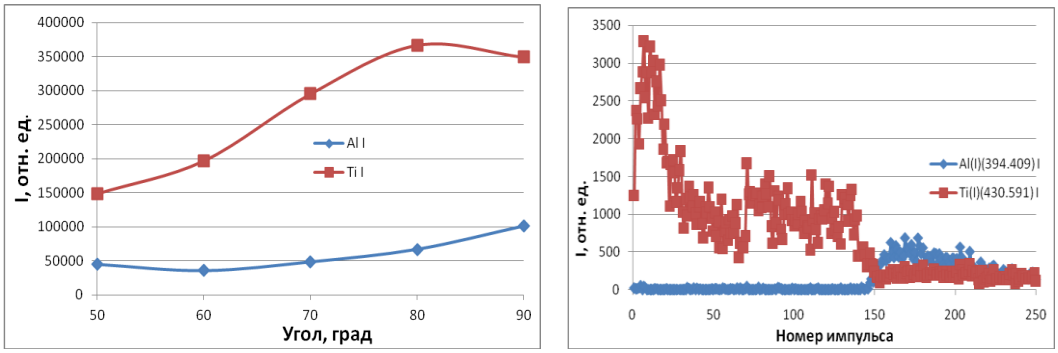
После пробивки пластинки из сплава титана ВТ1-0 в факел начинают поступать атомы и ионы алюминия совместно с атомами титана, испаряемые с боковой поверхности микроканала при абляции пластинки из алюминиевого сплава АД1.

Последние эффекты позволяют существенно уменьшить размеры продуктов абляции, образующихся на поверхности, в результате быстрого охлаждения в расширяющемся облаке, вплоть до нанометровых. Образование нанопорошков оксидов титана и алюминия достигается при взаимодействии паров металла с кислородом воздуха в условиях интенсивного турбулентного перемешивания

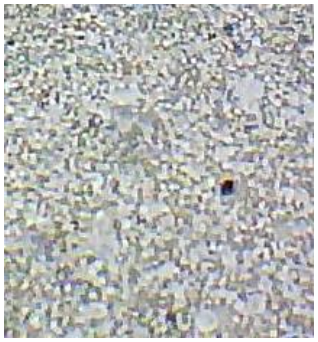
образующихся продуктов как в канале, так и на поверхности стекла. Интенсивное охлаждение не только тормозит рост частиц, но и увеличивает скорость образования зародышей конденсированной фазы.

Изменяя количество лазерных импульсов в серии и угол падения излучения на мишень возможно целенаправлено менять состав прекурсоров для изготовления тех или иных нанопленок.

Результаты исследований по зависимости интенсивности линий атомов Ti I и алюминия Al I для различных углов воздействия лазерных импульсов на мишень приведены на рис. 2, *а*.




*а* *б*



*в*

*Рис. 2.* Зависимости интенсивности линий атомов титана и алюминия от углов (*а*); для угла 60 град (*б*); снимок поверхности образца после напыления оксидов титана и алюминия (*в*)

При сравнении приведенных графиков видна четкая зависимость компонентного состава лазерного факела направляемого на подложку от угла падения лазерного луча. С увеличением угла падения большая доля излучения отражается от поверхности мишени. Количество импульсов необходимых для пробивки мишени из титана увеличивается более чем в два раза при угле 60 градусов по сравнению с углом 90 град (перпендикулярно поверхности мишени).

Используя полученные выше результаты, мы провели исследования процессов напыления нанопленок диоксида титана легированного алюминием. Напыление проводилось на поверхность стекла при воздействии серии из 200 сдвоенных лазерных импульсов на мишень, установленную под углом 60 градусов к падаю-

щему излучению и подложке на расстоянии 3 мм. Энергия импульсов излучения 35 и 43 мДж, интервал между импульсами 9 мкс (см. рис. 2, *б*).

Изображение поверхности образца с напыленной пленкой, увеличенное с помощью микроскопа Микмед в 200 раз, приведено на рис. 1, *в*.

## Заключение

Проведенное исследование позволило установить ключевые закономерности процесса лазерного напыления с использованием сдвоенных импульсов. Было выявлено, что величина временного интервала между импульсами критически влияет на эффективность формирования пленки. Наиболее оптимальным является диапазон от 5 до 15 микросекунд, при котором наблюдается максимальная интенсивность спектральных линий атомов и ионов титана и формируются пленки наилучшего качества. Как слишком короткие (0–4 мкс), так и более длинные интервалы приводят к неудовлетворительным результатам.

Угол падения лазерного излучения на мишень также продемонстрировал свою значимость. С его увеличением доля отраженной энергии растет, что напрямую сказывается на составе лазерной плазмы и процессе абляции. Например, при работе под углом 60 градусов для пробития титановой мишени потребовалось более чем в два раза больше импульсов по сравнению с перпендикулярным воздействием.

Важным результатом работы является подтверждение возможности синтеза нанопорошков оксидов титана и алюминия непосредственно в процессе абляции. Их образование объясняется интенсивным турбулентным перемешиванием и последующим быстрым охлаждением паров металлов в воздушной среде, что препятствует росту частиц и стимулирует образование зародышей конденсированной фазы.

Практическая ценность исследования заключается в установлении возможности целенаправленного управления составом прекурсоров для синтеза пленок с заданными свойствами. Варьируя такие параметры, как количество импульсов и угол падения, можно влиять на состав паровой фазы. На основе полученных данных был успешно реализован процесс напыления нанопленки диоксида титана, легированного алюминием, на стеклянную подложку, что подтвердило эффективность выбранного подхода и перспективность данного метода для синтеза функциональных нанокомпозитных покрытий.

## Библиографические ссылки


1. *Linsebigler A. L.* Photocatalysis on $TiO_2$ Surfaces: Principles, Mechanisms, and Selected Results / A. L. Linsebigler, G. Lu, J. T. Yates // Chemical Reviews. 1995. V. 95. P. 735–758.
2. Transition metal doped $TiO_2$: physical properties and photocatalytic behaviour / A. Di Paola, [et al.] // Int. J. Photoenergy, 2001. V. 3. P. 171–176.
3. Influence of the Dopant Concentration on the Photocatalytic Activity: Al-Doped $TiO_2$. / A. A. Murashkina [et al.] // Journal of Physical Chemistry C. 2015. V. 119. P. 24695–24703.
4. *Каск Н. Е.* Фрактальные структуры в лазерном факеле / Н. Е. Каск, С. В. Мичурин, Г. М. Федоров // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 1. С. 437–442.

# Формирование оксидов на поверхности титана при двухимпульсной лазерной абляции титановой мишени с управляемой плотностью мощности лазерного излучения

**К. Ф. Ермалицкая, Н. Н. Красноперов, Е. С. Воропай, А. П. Зажогин, У. К. Щерба**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: ermalitskaia@gmail.com*

Изучено влияние энергии импульсов, величины и типа расфокусировки лазерного пучка и количества сдвоенных лазерных импульсов на целенаправленное формирование оксидов титана на развитой поверхности титановой мишени сериями сдвоенных лазерных импульсов в воздушной атмосфере. Для проведения исследований использовали лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Проведенные исследования продемонстрировали возможность формирования наноструктур из оксидов титана на поверхности титана при ее обработке расфокусированными на ±5 – ±10 мм сдвоенными лазерными наносекундным импульсами энергией порядка 5–12 мДж.

***Ключевые слова:*** оксиды титана; импульсное лазерное формирование; лазерная плазма; лазерная искровая спектрометрия**.**

# Formation of oxides on the titanium surface during double-pulse laser ablation of a titanium target with controlled laser power density

**K. F Ermalitskaia, N. N. Krasnoperov, E. S. Voropay, A. P. Zazhogin, U. K. Shcherba,**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: ermalitskaia@gmail.com*

The influence of pulse energy, degree and type of laser beam defocusing, and the number of double laser pulses on the targeted formation of titanium oxides on the developed surface of a titanium target irradiated by series of double laser pulses in an air atmosphere has been studied. Research was conducted using an LSS-1 multichannel laser atomic emission spectrometer. The performed studies demonstrated the possibility of forming nanostructures from titanium oxides on the titanium surface during its treatment with defocused (by ±5 – ±10 mm) double nanosecond laser pulses with an energy of about 5–12 mJ.

***Keywords:*** titanium oxides; pulsed laser structuring; laser plasma; laser-induced breakdown spectroscopy.

## Введение

На сегодняшний день диоксиды титана являются одними из самых востребованных сорбентов и фотокатализаторов благодаря высокой фотокоррозионной устойчивости, малой стоимости и каталитической активности. Последняя связана с относительно большим временем жизни фотогенерированных носителей заряда (–250 нс) [1–4]; однако при этом $TiO_2$ обладает низкой квантовой эффективностью из-за слабого разделения фотогенерированных носителей заряда, ограниченным спектром поглощения в ультрафиолетовой области, что делает невозможным

использование энергии солнечного света. В последнее десятилетие увеличился интерес к получению и изучению наноразмерных мезопористых порошков диоксида титана. Связано это с тем, что при уменьшении размеров частиц сокращается расстояние до зоны поверхностной реакции, что приводит к более эффективному переносу носителей заряда и лучшему разделению электроннодырочной пары. Также за счет уменьшения размеров частиц возрастает удельная поверхность диоксида титана, что позволяет количественно повысить число реакций, происходящих на поверхности [1, 2].

Высокодисперсные порошки $TiO_2$, производимые химической промышленностью, непригодны для этих целей, так как по завершении процесса очистки возникает необходимость их выделения из очищаемой среды. Поэтому более целесообразно использование $TiO_2$ в виде высокопористых покрытий [3, 4].

Цель работы состояла в том, чтобы показать возможность и определить условия для получения на поверхности титана микро- и наноразмерных структур из оксидов титана методом плавления-абляции сериями расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов. Для получения структур с характерными размерами меньше нескольких микрон нужно использовать импульсы короче нескольких десятков наносекунд.

Существенным недостатком, ограничивающим применение моноимпульсного лазерного воздействия для получения качественных НП является механизм объемного испарения, который может быть источником конденсированного вещества и капель в продуктах испарения [3]. В отличие от этого, при использовании режима сдвоенных импульсов на первичные процессы плазмообразования будут накладываться процессы нагрева и испарения аэрозолей, нанокластеров, фракталов, образовавшихся при воздействии на поверхность объекта излучения первого импульса, вторым импульсом излучения. При использовании серий последовательных расфокусированных импульсов на поверхности образуется область расплава, на которую последовательно воздействуют следующие друг за другом импульсы.

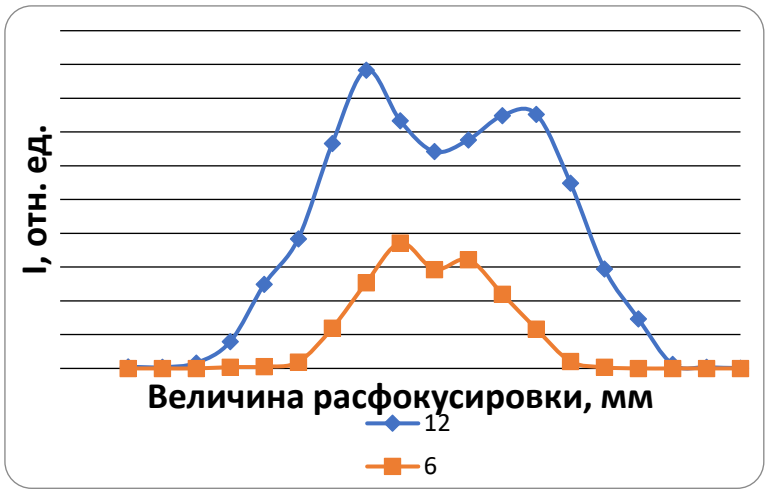
Последние эффекты позволяют существенно уменьшить размеры продуктов абляции, образующихся на поверхности, в результате быстрого охлаждения в расширяющемся облаке, вплоть до нанометровых. Образование нанопорошков оксидов титана достигается при взаимодействии паров металла с кислородом воздуха в условиях интенсивного турбулентного перемешивания образующихся продуктов на поверхности мишени. Интенсивное охлаждение не только тормозит рост частиц, но и увеличивает скорость образования зародышей конденсированной фазы.

**Результаты исследования**

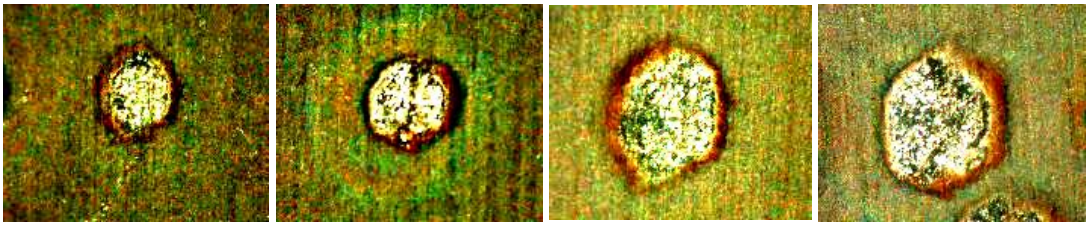
Для проведения исследований использовали лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1,064 мкм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм.

Исследована динамика процессов формирования развитой поверхности, при воздействии серий последовательных сдвоенных лазерных импульсов на пластинки из титанового сплава ВТ1-0 (толщина 500 мкм). Для уменьшения плотности мощности, воздействующей на поверхность. использовалась расфокусировка лазерного пучка.

На рис. 1, *а*, в качестве примера, приведена зависимость интенсивности линии титана Ti I (430,591 нм, $E_в$ = 3,727 эВ) от величины расфокусировки, при энергии импульсов 6 и 12 мДж и интервале между импульсами 10 мкс. Использовались серии из 10 сдвоенных импульсов на отдельную точку. Как видно из приведенного графика при расфокусировке на величину порядка ±5 мм и более процессы абляции поверхности сравнительно малы.




*а*



*б* *в* *г* *д*

*Рис. 1.* Зависимость интенсивности атомной линии титана от величины и типа расфокусировки и энергии лазерного пучка (*а*); снимки при расфокусировке –5 мм и +5 мм (*б* и *в*); расфокусировка –8 мм и +8 мм соответственно (*г* и *д*). Размер кадра 1,5 мм на 1,25 мм

Изображения поверхности оксидированного титана с нанесенным рельефом, полученным с использованием указанных выше параметров, приведены на рис. 1, *б*–*д*. Снимки сделаны с помощью оптического микроскопа Webbers, совмещенного с цифровой камерой (отраженный свет).

Как видно из последних снимков, в зоне сильного поражения на поверхности пластинки видна развитая структура. Островки имеют размер порядка нескольких десятков микрометров, покрытых тонким слоем окислов титана. Толщина оксидного слоя определяет цвет, который отражается от пленки. Толщина слоев изменяется примерно в пределах 10 – 100 нм. Интенсивность лазерного излучения была

максимальной в центре пятна облучения и спадала к его периферии. При многократном импульсном воздействии на один и тот же участок поверхности в центре пятна возникал слаборазвитый кратер из которого произошло удаление материала. Однако на периферии, где интенсивность лазерного излучения снижалась, наблюдалось только оплавление поверхности.

Для получения образцов с большой площадью использовался метод построчного последовательного сканирования строчек с перекрытием точек. Для перекрытия был использован шаг 150 мкм. Использовались вышеприведенные параметры установки. Изображения поверхности оксидированного титана с нанесенными пленками, полученные с помощью оптического микроскопа Webbers, и микроскопа МИИ 4, совмещенного с цифровой камерой (отраженный свет) приведены на рис. 2.

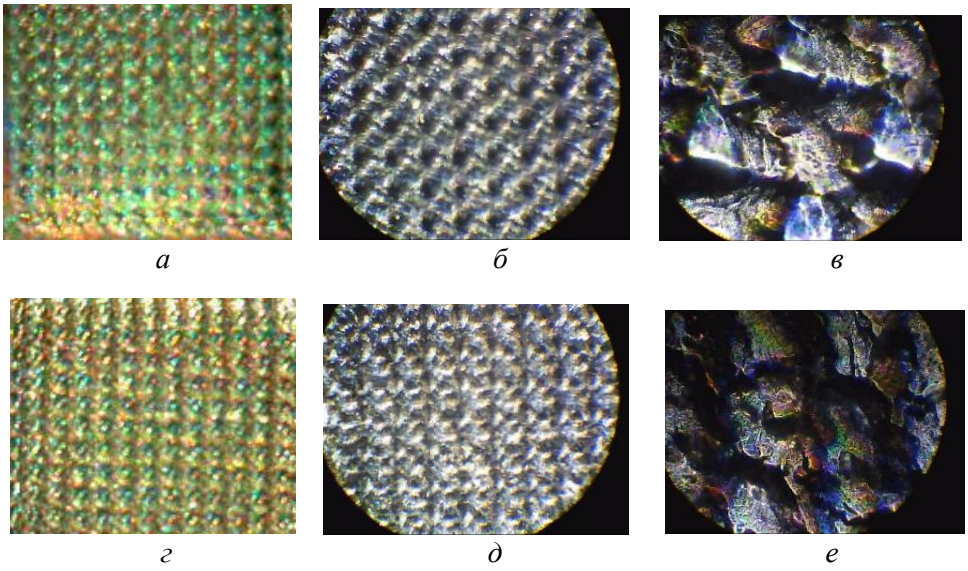



*Рис.2.* Изображение поверхности оксидированного титана после обработки лазером по площади:
*а, б, в* – энергия импульсов 5 мДж, расфокусировка + 5 мм и –5 мм, соответственно;
(*а, г* – увеличение в 10 раз; *б, д* – увеличение в 160 раз; *в, е* – 25х20 раз МИИ 4)

Как видно из анализа снимков, на поверхности мишени, образуется регулярная структура из выступов с шагом 150 мкм, покрытых окрашенными нанопленками. Поверхность, обработанная импульсами с положительной расфокусировкой, более интенсивно окрашена. Последнее может быть обусловлено дополнительным получением оксидов титана при небольшой абляции поверхности (см. рис.1, *а*).

При лазерном нагревании титана на воздухе на ее поверхности образуются окрашенные продукты, имеющие различные цвета: прозрачные оксиды $TiO_2$, серебряный $Ti_2O$ (толщина 19–43 нм), золотой -смесь TiO, $Ti_2O$ (толщина 52–69 нм), также смесь оксидов $TiO_2$, $Ti_2O_3$,TiO, $Ti_2O$ которые в зависимости от толщины и температуры поверхности могут иметь цвета: коричневый (толщина 72–88 нм), фиолетовый (99–120 нм), голубой (142–307 нм) [5, 6]. Условия образования каждого из оксидов, а также толщина возникающих пленок окислов соответствуют своему температурному диапазону. Поэтому наиболее вероятной причиной такого лазерного окрашивания поверхности металлов является образование интерференци-

онных пленок (по толщине соизмеримых с длиной волны лазера) в результате химического взаимодействия атомов и ионов титана с атмосферными газами при их нагревании. Этому способствует то, что титан имеет низкие величины теплопроводности ($\kappa$ = 18,85 Вт/м·К), температуропроводности ($a$ = 1,9 $10^{-6}$ $m^2/s$) и коэффициент отражения ($R$ = 0,7). Все эти значения способствуют сохранению довольно высокой температуры подложки в промежутке между импульсами (100 мс) и естественно более благоприятным условиям для образования оксидов.

Необходимо отметить, что в отдельных случаях на поверхности титана возникают и цветовые пигменты. Так, например, при нагревании до температуры 1700–1790 К, т. е. немного выше температуры плавления ($T_{пл}$ = 1668 К, $T_{кип}$ = 3280 К), на поверхности титана могут образовываться оксиды титана (II), имеющие непрозрачный зеленоват-золотисто-желтый цвет [7]. Как видно из анализа снимков (рис 1, *б* и *в*) такие оксиды могут образовываться и в области вне зоны плавления-абляции. Особенно это заметно в случае положительной расфокусировки пучка. Размер окрашенной части примерно равен теоретическому размеру расфокусированного гауссового пучка (≈ 1 мм).

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования характеристик приповерхностной лазерной плазмы, образуемой при воздействии расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов на титановую мишень, позволили определить оптимальное количество и параметры лазерных импульсов (энергию, интервал между импульсами, количество импульсов, величину расфокусировки) позволяющими продемонстрировать и возможность формирования развитой поверхности титана и микро- и наноструктур из оксидов титана на ней при ее обработке сериями расфокусированных сдвоенных лазерных наносекундных импульсов в атмосфере воздуха.

**Библиографические ссылки**


1. *Mills A., Hunte S. L.* An overview of semiconductor photocatalysis // Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry. 1997. V. 108, № 1. P. 1– 35.
1. *Ермалицкая К. Ф.* Двухимпульсная лазерная спектроскопия микроколичеств металлов в пористых неметаллических матрицах // Материалы 17-й Международной научно-технической конференции «Приборостроение – 2024», 20.11.2024– 22.11.2024, Минск, Республика Беларусь. С. 114– 115.
2. Теоретическое и численное исследование процессов лазерной аморфизации и получения мелкокристаллических структур. / И. Н. Завестовская [и др.]. //Труды Физического института им. П.Н. Лебедева, 1993. Т. 217. С. 3–12.
3. *Кулешов П. С.* Механизмы формирования поверхностного нанорельефа при лазерной абляции / П. С. Кулешов, С. И. Миколуцкий, Ю. В. Хомич // ТВТ, 2024. Т. 62, вып. 1. С. 112–120.
4. Цветная лазерная маркировка поверхности металлов. / С. Горный [и др.] // Фотоника. 2013. № 6. С. 34–44/
5. Метод изменения цвета поверхности титана при локальном окислении наносекундными лазерными импульсами / В. П. Вейко [и др.]. // Изв. вузов. Приборостроение, 2016. Т. 59, № 3. С. 243–248.
6. Физико-химические свойства окислов: Справочник / Г. В Самсонов, А. Л. Борисова Т. Г. Жидкова и др.] – 2-е изд. – М.: Металлургия, 1978. 471 с.

# Температурный коэффициент сопротивления структур $Ti_{1-x}Al_xCuN/SiO_2$, осажденных методом магнетронного распыления

**Е. Ю. Нестерова[1)], В. А. Зайков[1)], Ф. Ф. Комаров[2)], С. В. Константинов[2)], В. А. Дьяченко[1)]**

*[1)] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: nestserava.lizaveta@gmail.com*
*[2)] Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь,*
*e-mail: svkonstantinov@bsu.by*

Представлены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления структур $Ti_{1-x}Al_xCuN$ / $SiO_2$, осажденных методом реактивного магнетронного распыления из композитной мишени TiAlCu на кремниевые подложки с термически выращенным слоем $SiO_2$. Электрофизические измерения проводили по двухзондовой схеме с помощью измерителя параметров полупроводниковых приборов ИППП-6. Структура и компонентный состав пленок исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Обнаружено, что структуры $Ti_{1-x}Al_xCuN$ / $SiO_2$ с соотношением компонент $x$ = Al / (Al+Ti) ≈ (0,55 - 0,63) имеют отрицательный температурный коэффициент сопротивления (ТКС) и являются перспективными для разработки высокотемпературных термисторов.

***Ключевые слова:*** реактивное магнетронное распыление, температурный коэффициент сопротивления, сканирующая электронная микроскопия.

# Temperature coefficient of resistance of $Ti_{1-x}Al_xCuN/SiO_2$ structures deposited by magnetron sputtering

**E. Y. Nesterova[1)], V. A. Zaikov[1)], F. F. Komarov[2)], S. V. Konstantinov[2)], V. A. Dyachenko[1)]**

*[1)] Belarusian State University, Minsk, Belarus,*
*e-mail: nestserava.lizaveta@gmail.com*
*[2)]A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: svkonstantinov@bsu.by*

The temperature dependence analysis of the resistance of $Ti_{1-x}Al_xCuN$ / $SiO_2$ structures deposited by reactive magnetron sputtering from a TiAlCu composite target onto silicon substrates with a $SiO_2$ layer is presented in the paper. Electrical measurements were performed using a two-probe scheme using an IPPP-6 semiconductor device parameter meter. The structure and component composition of the films were studied using scanning electron microscopy (SEM). It was found that $Ti_{1-x}Al_xCuN$ / $SiO_2$ structures with a component ratio of x = Al / (Al+Ti) ≈ (0,55 - 0,63) have a negative temperature coefficient of resistance (TCR) and are promising for the development of high-temperature thermistor.

***Keywords:*** reactive magnetron sputtering; temperature coefficient of resistance; scanning electron microscopy.

## Введение

Тонкопленочные покрытия нитридов переходных металлов, в частности, $Ti_{1-x}Al_xN$, $Ti_{1-x}Al_xSiN$ и $Ti_{1-x}Al_xCuN$, полученные методом реактивного магнетронного распыления, широко используются в машиностроении и авиационной технике [1]. Этому способствуют высокие значения твердости, адгезионная прочность и устойчивость покрытий к окислению. Добавление меди в состав покрытия $Ti_{1-x}Al_xCuN$ уменьшает размер кристаллитов (размер зерен менее 100 нм) и препятствует миграции границ зерен [1].

В статье Бруно Мартинса и др. [2], показано, что нитрид титана-алюминия ($Ti_{1-x}Al_xN$), обладая превосходными механическими свойствами, является перспективным материалом для создания высокоэффективных термисторов с отрицательным значением ТКС. Целью настоящей работы является исследование электрофизических свойств наноструктурных покрытий $Ti_{1-x}Al_xCuN$, осажденных на $SiO_2$, и изучение возможности их использования в приборных структурах термисторов, работающих при повышенных температурах.

## 1. Формирования покрытий $Ti_{1-x}Al_xCuN$

Формирование покрытий $Ti_{1-x}Al_xCuN$ проводилось методом реактивного магнетронного распыления на установке УВН-2М, оснащенной магнетроном, ионным источником «Радикал», системами нагрева подложек, подачи смещения на подложку и модульным комплексом управления расходом газов (МКУРГ) [3]. Осаждение покрытий проводилось из композитной мишени TiAlCu с соотношением атомных долей Ti / Al = 1:1 и содержанием меди 8,0 % (ат.) [4]. В процессе осаждения контролировались следующие параметры: ток и напряжение разряда, давление смеси газов, температура подложки, напряжение и ток смещения на подложке. В качестве подложек использовались образцы размером 20 мм × 15 мм, вырезанные из пластин кремния марки КЭФ-4 с термически окисленным слоем $SiO_2$. Управление составом газовой среды с помощью прибора МКУРГ позволяло стационарно поддерживать неравновесное состояние разряда в переходных режимах осаждения с неустойчивым химическим состоянием поверхности мишени. Параметром контроля процесса распыления является степень реактивности α, определяемая через интенсивности спектральных линий материала мишени по формуле [3]:

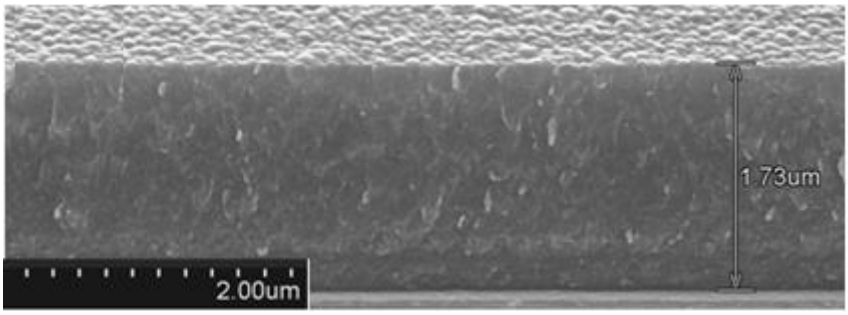
$$\alpha = \frac{(I_0 - I)}{(I_0 - I^*)}, \quad (1)$$

где α - степень реактивности; $I_0$ – интенсивность линии титана TiI 506,5 нм в плазме разряда в чистом аргоне; $I$ – текущая величина интенсивности линии титана в смеси аргон - азот; $I^*$ - интенсивность линии титана при полностью азотированной поверхности мишени. Процессы осаждения покрытий проводили при пяти значениях степени реактивности α: 0,60; 0,58; 0,55; 0,51; 0,47.

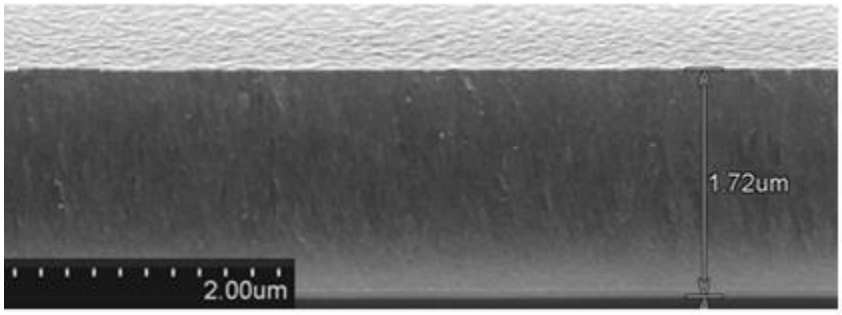
## 2. Результаты и обсуждение

Структура и компонентный состав пленок исследовались методами СЭМ. На рис. 1 представлены микрофотографии сколов и поверхности образцов. Анализ микрофотографий структур поперечных сечений покрытий, показал, что осажден-

ные покрытия $Ti_{1-x}Al_xCuN$ являются однородными, плотными и не содержат видимых дефектов по всей площади сечения и на поверхности. Полученные из анализа микрофотографий толщины слоев $Ti_{1-x}Al_xCuN$, а также значения времени нанесения использовались для определения скорости осаждения *v*.




*а*




*б*

*Рис. 1.* СЭМ - микрофотография скола и поверхности образцов:
*а* – степень реактивности α = 0,60; *б* – степень реактивности α = 0,47.
Режимы осаждения*:* ток разряда *I* = 1 А; давление *p* = 7,0·10-1 Па; напряжение смещения *U*см = -200 В; температура подложки *T*= 370 °С

В таблице приведены: значения степени реактивности; соотношения атомных долей (Ti+Al) / (N); скорости осаждения; удельное сопротивление структур $Ti_{1-x}Al_xCuN/SiO_2$. Слоевое сопротивление структур $Ti_{1-x}Al_xCuN/SiO_2$, измеряли четырехзондовым методом с помощью прибора ИУС-3, а удельное сопротивление ρ покрытий TiAlCuN, рассчитывали по формуле:

$$\rho = R_{\square} \times h, \tag{2}$$

где $R_{\square}$ – слоевое сопротивление; *h* – толщины покрытий, полученные из СЭМ – микрофотографий.

**Степень реактивности – α; соотношение атомных долей (Ti+Al)/(N) в покрытии; удельное сопротивление слоя $Ti_{1-x}Al_xCuN$ на $SiO_2$**

| α | 0,47 | 0,51 | 0,55 | 0,58 | 0,60 |
|---|---|---|---|---|---|
| (Ti+Al) / (N) | 1,310 | 1,250 | 1,175 | 1,075 | 0,990 |
| v, нм/с | 0,535 | 0,510 | 0,460 | 0,415 | 0,360 |
| ρ, мкОм*см | 695 | 1005 | 2290 | 4005 | 6380 |

Из результатов, представленных в таблице, следует, что покрытия стехиометрического состава (Ti+Al) / (N) ≈ 1 осаждаются при значении параметра α = 0,60. Уменьшение значения параметра α от величины 0,60 до значения 0,47 приводит к увеличению атомной доли металлической компоненты (Ti+Al) / N > 1 в покрытии на 30 % и скорости осаждения слоев *v* на 48 %; при этом их удельное сопротивление уменьшается в 9 раз. Такие зависимости, в первую очередь, связаны с повышением доли металла в покрытии. Установлено, что соотношение компонент x = Al / (Al+Ti) всех покрытий находится в пределах от 0,55 до 0,63.

Регистрация зависимостей температуры и сопротивления структур $Ti_{1-x}Al_xCuN / SiO_2$ от времени проводилась двухзондовым методом с помощью прибора ИППП-6, в процессе охлаждения предварительно нагретого образца, что снижало влияние конвекционных эффектов и обеспечивало более стабильные и воспроизводимые условия измерения. На рис. 2 представлены зависимости температуры и сопротивления образца, полученные при постепенном его охлаждении от 270 °C до 50 °C. На образец подавалось стабилизированное постоянное напряжение величиной (3,000 ± 0,002) В, а ток, протекающий через структуру, регистрировался в реальном масштабе времени.

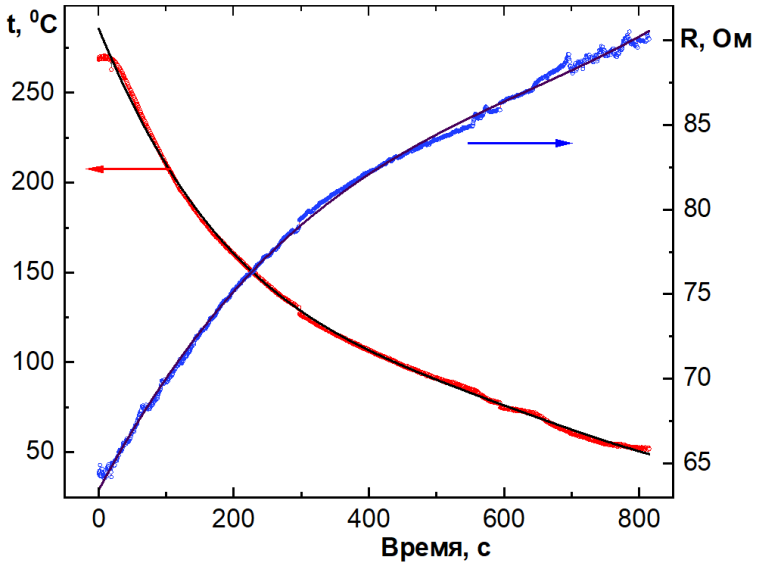



*Рис. 2.* Измерение температуры и сопротивления образца α = 0,60 при его охлаждении от 270 °C до 50 °C

Для расчёта температуры по сопротивлению термистора часто используется уравнение Стейнхарта-Харта [5]. Данная аппроксимация экспериментальных данных, позволяющая описывать сложные зависимости сопротивления от температуры и учитывающая нелинейные термически активированные процессы, представлена на рис. 3. Как видно из рис. 3, результаты аппроксимации показывают высокую степень соответствия с экспериментом, что подтверждает применимость данной модели к структурам $Ti_{1-x}Al_xCuN / SiO_2$.

Аппроксимация Стейнхарта-Харта для рассматриваемого образца (α = 0,60; (Ti+Al) / (N) = 0,990) представлена формулой:

$$(1/T) = -1143 + 801 * Ln(R) - 187 * [Ln(R)]^2 + 15 * [Ln(R)]^3, \qquad (3)$$

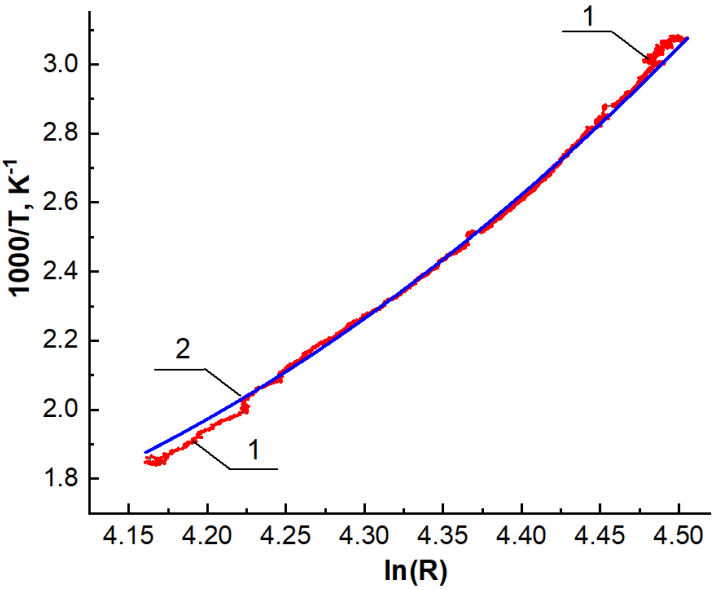



*Рис. 3.* Аппроксимация экспериментальных данных уравнением Стейнхарта-Харта для зависимости температуры от сопротивления структуры $Ti_{1-x}Al_xCuN$ / $SiO_2$ (α = 0,60; (Ti+Al) / (N) = 0,990)

Следует подчеркнуть, что, несмотря на наличие отрицательного ТКС, структуры $Ti_{1-x}Al_xCuN$ / $SiO_2$ не демонстрируют поведения классических полупроводников, что подтверждается нелинейностью температурных кривых, не поддающихся описанию по модели Аррениуса ($\ln R \sim 1/T$).

Можно предположить, что перенос носителей происходит по барьерному механизму, обусловленному потенциальными барьерами на границах зёрен. В этом случае с ростом температуры, термически активированные электроны получают достаточную энергию для преодоления энергетических барьеров, образованных на межзёрненных границах или внутри неоднородных фаз. В литературе данный тип поведения относят к прыжковым механизмам переноса.

## Библиографические ссылки

1. Влияние режимов нанесения наноструктурированных нитридных и карбонитридных покрытий на их структуру, оптические и электрофизические свойства / Константинов С. В [и др.] // Журнал БГУ. Физика. 2024. № 2. С. 69–83.
2. Expanding the applications of the wear-resistant titanium aluminum nitride thin-film to include temperature sensing / Bruno Martins [et al.] // J. Sci. Adv. Mater. Devices. 2024. V. 9: 100716.
3. Система контроля расхода газов для применения в технологии реактивного магнетронного распыления / И. М. Климович [и др.] // Приборы и методы измерений. 2015. Т. 6, № 2. С. 139–147.
4. Особенности формирования структуры порошковых мишеней из резистивных сплавов при импульсном прессовании / А. Р. Лученок [и др.] // Материалы докладов Международного симпозиума «Инженерия поверхности. Новые порошковые композиционные материалы. Сварка» (23-25 марта 2011 г., Минск, в 2 частях). Часть 1. С. 333-337.
5. Уравнение Стейнхарта – Харта. [Электронный ресурс ] URL: https://ru.wikipedia.org (дата обращения: 29.09.2025).

# Свойства наночастиц лазерно-абляционного и электровзрывного синтеза осажденных на поверхность подложки

**А. В. Зеленко**

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь,*
*e-mail: anastasiya.zelenko.91@mail.ru*

Проведено исследование наночастиц меди и графита, осаждённых на поверхность кварцевых подложек. Показана возможность образования тонких пленок плотно упакованными наночастицами, синтезированными в лазерно-абляционной плазме и плазме электрического взрыва материалов, электрофоретическим их осаждением на подложку под действием электрического поля. Это может способствовать внедрению нанопленок и нанопокрытий в производство.

***Ключевые слова*:** наночастица, нанопленка, электрофоретическое осаждение, электровзрывная плазма, лазерно-абляционная плазма.

# Properties of nanoparticles deposited on a substrate surface by laser-ablation and electroexplosive synthesis

**A. V. Zelianko**

*Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus,*
*e-mail: anastasiya.zelenko.91@mail.ru*

A study of copper and graphite nanoparticles deposited on the surface of quartz substrates was conducted. The possibility of forming thin films of densely packed nanoparticles synthesized in laser-ablation plasma and electrical explosion plasma of materials by electrophoretic deposition on the substrate under the influence of an electric field was demonstrated. This may facilitate the introduction of nanofilms and nanocoatings into industrial production.

***Keywords:*** nanoparticles, nanofilms, electrophoretic deposition, electroexplosive plasma, laser-ablative plasma.

## Введение

Наночастицы обладают уникальными физико-химическими свойствами, кардинально отличающимися от свойств макро-материалов, благодаря квантовым эффектам, высокой удельной поверхности и повышенной реакционной способности [1, 2]. Одним из методов получения наночастиц является их синтез в лазерно-абляционной плазме [3]. Он основан на воздействии на материал сфокусированного лазерного излучения, что приводит к образованию над ним высокотемпературного плазменного факела [4, 5]. Исследование спектрального состава его излучения лежит в основе LIBS анализа химического состава материала [6]. Синтез наночастиц происходит на стадии охлаждения факела. Более продуктивным методом получения наночастиц является их синтез в плазме электрического взрыва [7, 8]. Под действием сильноточного импульса тонкий проводник испаряется и превращается в паро-плазменный канал – происходит его электрический взрыв.

После прекращения электрического тока происходит его остывание и конденсация паро-плазменной фазы в нано- и микроструктуры.

Важным направлением применения наночастиц является осаждение их на поверхность материалов и изделий. Исследование наночастиц, осажденных на поверхность различных материалов, представляет собой одну из динамично развивающихся областей нанотехнологий, материаловедения, физикохимии поверхности. Их осаждение на поверхности подложек из металлов, полимеров, керамики, углеродных наноматериалов и даже биологических тканей позволяет создавать функциональные поверхности с заданными характеристиками: антикоррозионными, антимикробными, каталитическими, сенсорными, гидрофобными или фотокаталитическими. В последние десятилетия разработаны многочисленные методы осаждения наночастиц от физического и химического напыления до электроосаждения, лазерной абляции, золь-гель метода и самоорганизующихся процессов каждый из которых обеспечивает контроль над размером, формой, распределением и адгезией наноструктур.

Одним из перспективных методов формирования тонких пленок и композитных покрытий является электрофоретическое осаждение наночастиц под действием электрического поля. При приложении электрического поля наночастицы двигаются к электроду (подложке), на который осаждаются, образуя плотный, равномерный слой. Электрофоретическое осаждение наночастиц металлов из наносуспензий применяется для получения проводящих, антикоррозионных и каталитических пленок. Важным преимуществом электрофоретического осаждения является возможность получения многослойных и градиентных структур за счет последовательного осаждения разных материалов – чередования слоев. Такие покрытия находят применение в солнечных батареях, суперконденсаторах и катализаторах. Перспективными направлениями будущих исследований являются создание «умных» поверхностей, способных к самоочищению, самовосстановлению и адаптивному изменению свойств под воздействием внешних факторов – температуры, света, влажности или кислотности.

## 1. Экспериментальная установка и методика проведения исследований

Синтез наночастиц осуществлялся в лазерно-абляционной плазме и плазме электрического взрыва материалов в дистиллированной воде. Схема установки для синтеза наночастиц в лазерно-абляционной плазме описана в [3]. В ее основе лежал лазер LS-2147, работающий на длине волны 1064 нм в режиме наносекундных импульсов с частотой их следования до 10 Гц. Аблируемый материал находился в кювете с дистиллированной водой. Излучение лазера фокусировалось линзой на поверхность аблируемого материала. Диаметр пятна лазерного излучения на аблируемом материале составлял ~ 0,5 мм. Энергия лазерного импульса изменялась от десятков до сотен мДж в зависимости от режима абляции.

Электровзрывной синтез наночастиц осуществлялся на установке, подобной описанной в [9] которая создана на концептуальной основе систем возбуждения электроразрядных эксимерных лазеров и ламп [10, 11]. В процессе создания установки проводилось моделирование ее электрофизических параметров на основе подходов, описанных в [12–14]. Нагрузкой генератора являлись образцы меди и

графита диаметром 0,4 мм и 0,6 мм и длиной 80 мм, погруженные в дистиллированную воду объемом 700 см$^3$, которая аккумулировала синтезированные наночастицы. Используемое в установке напряжение могло изменяться от 8 до 18 кВ.

Осаждение наночастиц из полученных наносуспензий проводилось в электрофорезной ячейке на кварцевые подложки. Перед экспериментами под-ложки тщательно обезжиривались и высушивались. В электрофорезную ячейку вводились электроды из нержавеющей стали, на одном из которых была закреплена кварцевая подложка. Она являлись барьером для наночастиц. Для осаждения наночастиц к электродам прикладывалось постоянное напряжение. Его величина была такой, что электролиз воды еще не происходил. Величина напряжения зависела от межэлектродного расстояния. Вначале определялось напряжение, при котором начинался электролиз воды, после чего оно снижалось. Осаждение наночастиц велось при токах в электрофорезной ячейке в доли и единицы миллиампер. Наночастицы двигаясь в электрическом поле, осаждались на кварцевой подложке и образовывали тонкую пленку.

Исследование осажденных на поверхности подложек наночастиц проводилось путем визуального наблюдения, наблюдения в оптический микроскоп и методами атомно-силовой микроскопии. Методами атомно-силовой микроскопии проводились исследования топографии поверхности кварцевых подложек с осажденными на них наночастицами.

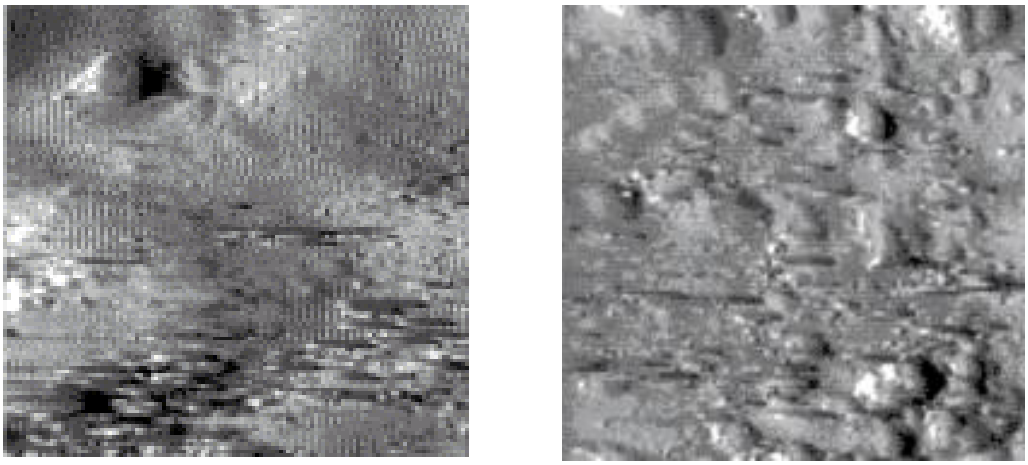
## 2. Результаты исследования и их обсуждение

Визуальное наблюдение поверхности кварцевых подложек при малых временах осаждения (малой толщине полученных пленок) не позволяло определить их наличие. Для невооруженного глаза подложки сохраняли прозрачность. При длительных временах осаждения наночастиц графита (больше 1 часа) на кварцевых подложках наблюдалась легкая матовость поверхности, «затуманивание». При длительном осаждении наночастиц меди прозрачность подложки незначительно снижалась, создался эффект наличия тонкой пленки.

В оптическом микроскопе при высоком разрешении тонкие пленки, образованные осажденными наночастицами графита и меди на кварцевой подложке, выглядят как неравномерно распределенные структуры, напоминающие «островки» плавающие на прозрачном фоне подложки. Сами наночастицы в оптический микроскоп не видны. Вместо них наблюдается их совокупное светорассеивающее и светопоглощающее действие, они проявляются как темные или цветные пятна, контрастирующие относительно прозрачной подложки.

При малых временах осаждения пленка не образует сплошного покрова на подложке и выглядит состоящей из мелких островков, разделенных прозрачными участками подложки. При больших временах осаждения она выглядит сплошной, матовой (перламутровой) с локальными областями усиленного рассеяния света. Материал наночастиц влияет на цветовой отлив. В целом, оптическое изображение напоминает мозаичный узор, с переходами между прозрачными и оптически активными зонами, каждая из которых представляет скопление сотен и тысяч наночастиц, невидимых по отдельности, но коллективно создающих цветной след на поверхности подложки.

АСМ-изображения пленок, образованных наночастицами позволяют визуализировать отдельные наночастицы, их распределение, форму, размер и степень агрегации. В отличие от оптического микроскопа, АСМ не ограничен дифракционным пределом, поэтому наночастицы графита и меди наблюдаются как отдельные «бугорки» или «пики» на фоне гладкой кварцевой подложки. На рисунке представлены фронтальные АСМ изображения наночастиц меди (*а*) и графита (*б*) осажденных на подложку. Сама подложка, будучи аморфной и химически инертной, имеет очень низкую шероховатость. Ее топография выглядит как ровная, однородная плоскость. Наночастицы проявляются как сфероподобные, эллипсоидальные или пирамидальные выпуклости.



*а* *б*

Фронтальные АСМ изображения наночастиц на кварцевой подложке:
*а* – меди; *б* – графита

При малых временах осаждения, исследуемые наночастицы, случайным образом распределены по поверхности подложки, образуя островки или однослойные поверхностные кластеры с четкими границами. При больших временах осаждения поверхностные кластеры сливаются, происходит значительная их агломерация, наночастицы сливаются в сплошные, неровные, «коралловые» структуры покрывая полностью поверхность подложки. Отдельные наночастицы становятся не различимы, но сохраняется выраженная текстура с характерными возвышениями и углублениями, которая сформирована плотно упакованными наночастицами. На АСМ изображениях иногда можно наблюдать следы движения частиц во время осаждения – линии, цепочки или «дорожки». Это результат капиллярного эффекта при высыхании раствора или поверхностной диффузии.

**Заключение**

Таким образом, исследование наночастиц меди и графита, осаждённых на поверхность кварцевой подложки, показывает возможность образования тонких пленок плотно упакованными наночастицами, является основой для создания технологий следующего поколения, определяющих развитие медицины, энергетики, электроники и производства. Контроль над составом и морфологией наноструктур во время их получения, понимания механизмов адгезии и разработка технологий

их осаждения на материалы и изделия позволит преодолеть существующие технологические барьеры и вывести нанопленки, нанопокрытия из лабораторий в производство, сделав их неотъемлемой частью повседневной жизни.

### Библиографические ссылки


1. Особенности физико-химических свойств нанопорошков и наноматериалов / А. П. Ильин [и др.],– Томск : Изд-во ПТУ, 2017. – 212 с.
2. Наноматериалы и нанотехнологии в машиностроении : учеб. пособие для студ. высш. учеб. заведений / В. А. Струк [и др.] ; под ред. В. А. Струка, В. А. Гольдаде. – Минск : РИВШ 2021. – 512 с.
3. Получение наночастиц лазерной абляцией твердых тел в жидкости в режиме наносекундных импульсов / С. Д. Лещик [и др.] // INTERMATIC–2014 : материалы Междунар. науч.-техн. конф., Москва, 1–5 дек. 2014 г. : в 5 ч. / МИРЭА. – М., 2014. Ч. 2. С. 84–87. (Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2014. Т. 14, № 2).
4. *Курьян Н. Н.* Временная динамика свечения лазерно-эмиссионного факела глины / Н. Н. Курьян, К. Ф. Зноско, В. В. Григуть // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, выліч. тэхніка і кіраванне. 2018. Т. 8, № 2. С. 101–110.
5. *Зноско, К. Ф.* Механизмы усиления интенсивности спектральных линий плазмы и роста выноса материала из эрозионного кратера при двухимпульсной лазерной абляции // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2023. Т. 13, № 1. С. 116–132.
6. Исследование микроэлементного химического состава строительного песка методами спектрального анализа / С. С. Ануфрик [и др.] // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2016. Т. 6, № 2. С. 57–63.
7. Электрический взрыв проводников для получения наноразмерных карбидов и нанесения функциональных нанопокрытий / Л. З. Богуславский [и др.] // Электронная обработка материалов. 2019. Т. 55, № 5. С. 10–23.
8. *Зноско, К. Ф.* Размерные характеристики наночастиц, синтезированных в плазме электровзрывного разряда // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, выліч. тэхніка і кіраванне. 2024. Т. 14, № 1. С. 81–92.
9. *Ануфрик, С. С.,* Энергетические характеристики XeCl-лазера с возбуждением LC-инвертором / С. С. Ануфрик, А. П. Володенков К. Ф. Зноско // Журнал прикладной спектроскопии. 1999. Т. 66, № 5. С. 702-707.
10. *Зноско, К. Ф., Белаш В. Ч.* Коаксиальные XeCl-эксилампы барьерного и емкостного разрядов // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2019. Т. 9, № 3. С. 74–85.
11. *Зноско, К. Ф. Белаш В. Ч.* Системы высокочастотного возбуждения XeCl-эксиламп барьерного и емкостного разрядов // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Серыя 6. Тэхніка. 2019. Т. 9, № 1. С. 28–39.
12. *Volodenkov, A.* Modeling of emission characteristics of XeCl excilamps in pulse-periodic mode of work / A. Volodenkov, S. Anufrik, K. Znosko // High Temperature Material Processes. 2014. Vol. 18, No. 3. P. 181–196.
13. *Anufrik, S. S.* Kinetic model for XeCl-lasers / S. S. Anufrik, A. P. Volodenkov, K. F. Znosko // LFNM 2006 : proceedings of the 8th Int. conference on laser and fiber-optical networks modeling, Kharkiv, Ukraine, June 29 – July 1, 2006 / Kharkiv State University of Radio Electronics, ed. by I. A. Sukhoivanov. – [S. l.] : IEEE, 2006. P. 80–83.
14. *Anufrik, S.* Simulation of active medium of XeCl lasers / S. Anufrik, A. Volodenkov, K. Znosko // Advanced Lasers and Systems 2007 : proceedings of the Int. conf. on lasers, applications, and technologies, Minsk, Belarus, May 28 – June 1, 2007 / Eds.: V. A. Orlovich, V. Panchenko, I. A. Scherbakov. – Minsk : Society of Photo Optical, 2007. Art. 673106. – (Proceedings of SPIE ; vol. 6731).

# Лазерная обработка поверхности карбида кремния

**Г. А. Гусаков[1)], С. В. Корякин[1)], Г. В. Шаронов[1)], О. В. Королик[2)], С. А. Шарко[3)], С. С. Нагалюк[4)]**

*[1)] Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь,*
*e-mail: gga68@rambler.ru*
*[2)] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*[3)] Научно-практический центр по материаловедению НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*[4)] Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН , Санкт-Петербург, Россия*

Исследованы процессы взаимодействия излучения импульсного волоконного лазер с длиной волны λ = 1,07 мкм с поверхностью карбида кремния. Показана возможность лазерной полировки карбида кремния без повреждения структуры поверхностного слоя. Данная технология представляет интерес для получения подложек из карбида кремния с атомно-гладкой поверхностью для изделий оптоэлектроники.

***Ключевые слова:*** карбид кремния, полировка, импульсный волоконный лазер

# Laser Treatment of Surface of Silicon Carbide

**G. A. Gusakov[1)], S. V. Koryakin[1)], G. V. Sharonov[1)], O. V. Korolik[2)], S. A. Sharko[3)], S. S. Nagaljuk[4)]**

*[1)] A. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: gga68@rambler.ru*
*[2)] Belarusian State University, Minsk, Belarus*
*3) Scientific and Practical Center for Materials Science of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*
*[4)] Ioffe Physical-Engineering Institute of the RAS, Saint Petersburg, Russia*

The interaction of pulsed fiber laser radiation with a wavelength of λ = 1.07 μm with a silicon carbide surface was studied. The possibility of laser polishing of silicon carbide without damaging the surface layer structure was demonstrated. This technology is of interest for producing silicon carbide with atomically smooth surfaces for optoelectronic devices.

***Keywords:*** silicon carbide, polishing, pulsed fiber laser

## Введение

Карбид кремния (SiC) является широко используемым представителем широкозонных полупроводниковых материалов третьего поколения. В настоящее время устройства на основе карбида кремния находят применение в электронике, фотонике, аэрокосмической промышленности и при производстве различных микроэлектромеханических систем (МЭМС) [1–3]. Однако дальнейшее расширение областей применения SiC требует совершенствования технологии обработки его поверхности. Благодаря высокой твердости и химической инертности карбид кремния с трудом поддается обработке. Наиболее распространенный процесс полировки карбида кремния включает в себя предварительную механическую шлифовку поверхности подложек и финишную химико-механическую полировку, которая используется для получения гладких, бездефектных поверхностей [4]. Однако процесс сверхточной полировки монокристаллических SiC-подложек сложен и дорог. При

этом качество полировки зависит от множества параметров, что значительно усложняет процесс обработки. В настоящее время ведется активный поиск альтернативных методов прецизионной обработки поверхности карбида кремния. Одним из наиболее перспективных методов является лазерная обработка, которая позволяет добиться эффективной и высокоточной обработки различных микроструктур [5, 6]. Показано [7], что лазерная обработка карбида кремния улучшает обрабатываемость его поверхности и значительно увеличивает скорость удаления материала. Однако эта обработка может легко приводить к термическим повреждениям поверхности, а также к химическому разложению приповерхностного слоя. Таким образом, проблема разработки режимов неповреждающей лазерной полировки поверхности карбида кремния является весьма актуальной.

## 1. Материалы и методы исследования

Для исследований нами выбраны неполированные пластины (заготовки) карбида кремния политипа 4H-SiC (Homray Material Technology, Китай). Предварительная механическая и химико-механическая полировка поверхности проводились на лабораторной установке на базе полировального станка METAPOL 1000X (Китай). Для предварительной алмазно-абразивной полировки поверхности пластин использовались водные суспензии алмазных микропорошков марок АСМ 10/7, АСМ 3/2 и АСМ 2/1. На этапе чистовой химико-механической полировки использовалась коллоидная суспензия диоксида кремния ULTRA-SOL17 ($SiO_2$ с размером частиц 50…70 нм, с удельным весом 1,24…1,26 г/см3, pH = 9,3…9,7.)

Финишная лазерная обработка поверхности подложек производилась на воздухе при помощи экспериментальной установки на основе импульсного волоконного лазера Raycus RFL-P50QB/A5/130/3 с модуляцией добротности и сканирующего гальванометра (рис. 1).

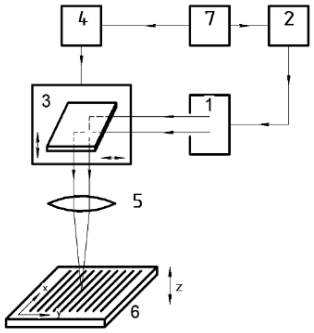



*Рис. 1.* Структурная схема экспериментальной установки по лазерному полированию поверхности HPHT–алмазных подложек:
1 – волоконный лазер; 2 – блок питания и управления; 3 – сканирующий гальванометр; 4 – контроллер; 5 – оптический блок; 6 -технологическая оснастка для закрепления и перемещения подложки по оси Z; 7 – персональный компьютер

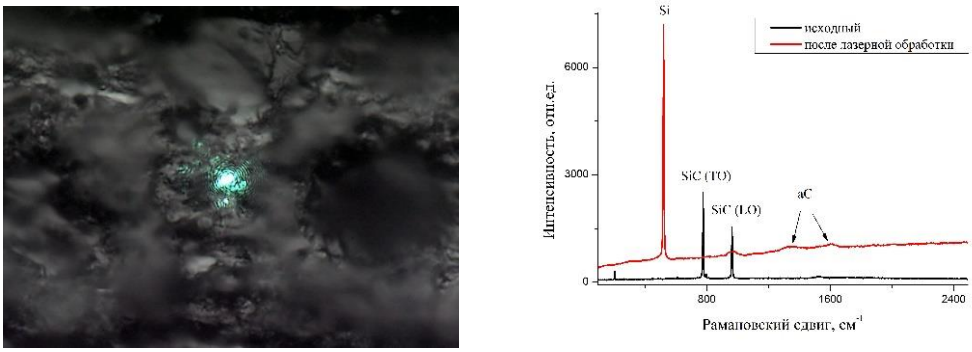
Волоконный лазер с длиной волны 1,07 мкм имел длительность импульса порядка 200 нс при частоте следования 30 – 60 кГц. Средняя мощность лазерного излучения варьировалась в диапазоне 0,5–50 Вт. Скорость сканирования лазерного луча могла изменяться в диапазоне от 5 до 1500 мм/с при шаге сканирования от 100 мкм до 1 мкм.

Для исследования структуры и морфологии поверхности использовались методы оптической и Рамановской микроскопии, а также атомно-силовой микроскопии (АСМ). Оптические изображения поверхности и спектры КР регистрировались с помощью сканирующего конфокального Рамановского микроскопа Nanofinder High End (LOTIS TII, Беларусь) при возбуждении излучением твердотельного лазера с длиной волны 532 нм. Для минимизации разогрева образца использовалась мощность лазерного излучения 200 мкВт при диаметре пятна на поверхности образца ~ 0,8 мкм (средняя плотность мощности ~ $4 \cdot 10^4$ Вт/см$^2$). Время накопления составляло 30 с. АСМ исследования проводились на сканирующем зондовом микроскопе NanoEducator (NT-MDT, Россия).

## 2. Результаты и обсуждение

Известно, что параметры лазера и режимы сканирования влияют на эффективность лазерной обработки поверхности. Для оптимизации параметров сканирования нами была проведена серия экспериментов на кремниевых подложках. В этих экспериментах проводилось однократное сканирование поверхности образца. При этом варьировались шаг и скорость сканирования лазерного луча по поверхности подложки, а также частота следования лазерных импульсов. Морфология поверхности подложки после лазерного воздействия контролировалась при помощи оптической микроскопии. В результате было установлено, что при частоте следования ЛИ ν = 60 кГц, шаге сканирования – 1 мкм и скорости сканирования $v$ = 300 мм/с можно добиться равномерной полировки по всей обрабатываемой поверхности. В последующих экспериментах эти параметры фиксировались и варьировалась только мощность лазерного излучения.

На рис. 2 приведены результаты обработки поверхности карбида кремния лазерным пучком мощностью $P$ = 5 Вт. В результате лазерного воздействия произошли существенные изменения морфологии и структуры поверхности.




*а* *б*

*Рис. 2.* Результаты обработки поверхности карбида кремния лазерным пучком ($P$ = 5 Вт; ν = 60 кГц; v = 300 мм/с; шаг сканирования – 1 мкм):
*а* – оптическая микрофотография; *б* – спектры комбинационного рассеяния

В спектрах комбинационного рассеяния (КР) света исходного образца наблюдаются узкие линии поперечного и продольного оптических фононов в решетке карбида кремния. Положение этих линий (776 и 964 см$^{-1}$) соответствует политипу 4H [8]. В результате лазерной обработки линии карбида кремния полностью исчезают. Взамен регистрируются линии кремния (519,5 см$^{-1}$) и аморфного углерода (1350 см$^{-1}$

и 1590 см$^{-1}$). Отсюда следует, что при такой мощности лазерного излучения происходит разложение поверхностного слоя карбида кремния.

В следующей серии экспериментов постепенно снижалась мощность лазерного излучения. Было установлено, что при мощности лазерного излучения 2,5 Вт в оптический микроскоп не наблюдаются изменения морфологии поверхности подложки даже после 30-тикратного прохода лазерного луча. Результаты исследования методом КР структуры поверхностного слоя карбида кремния после лазерной обработки при $P$ = 2,5 Вт приведены на рис. 3. Видно, что после 5 проходов лазерного луча по поверхности подложки спектр КР полностью идентичен спектру исходного образца, что говорит об отсутствии изменений структуры карбида кремния. После 30 проходов также не наблюдается изменения положения и формы линий КР карбида кремния, однако появляется слабая полоса люминесценции с максимумом ~ 1750 см$^{-1}$ (585 нм). Эта люминесценция, по-видимому, связана с вакансиями углерода в решетке карбида кремния [9], и ее возникновение свидетельствует о начале окисления поверхности образца.

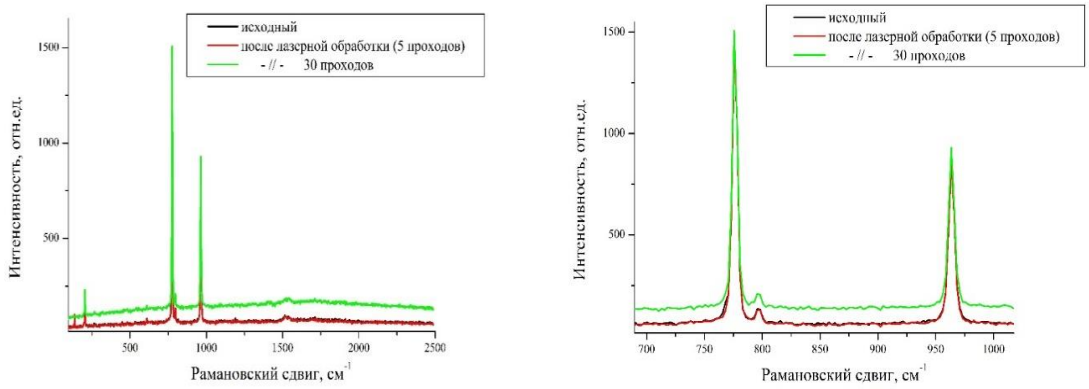
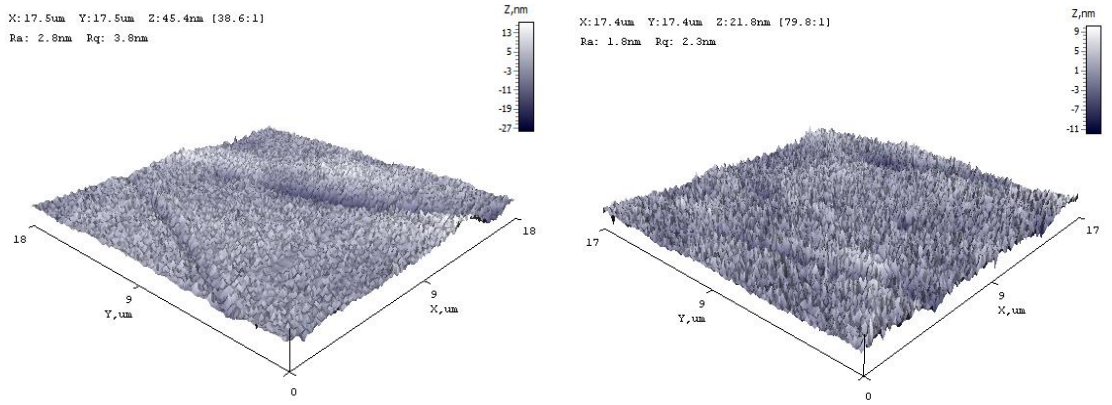



*Рис. 3.* Спектры комбинационного рассеяния поверхности карбида кремния до и после обработки лазерным пучком ($P$ = 2,5 Вт; ν = 60 кГц; $v$ = 300 мм/с; шаг сканирования – 1 мкм): *а* – общий спектр; *б* – линии оптических фононов в решетке SiC

На рис. 4 представлены результаты исследования морфологии поверхности подложек из карбида кремния до и после лазерной обработки методом АСМ (СЗМ). Видно, что поверхность исходной подложки (рис. 4, *а*) содержит царапины глубиной до 30 нм. Эти царапины образовались на стадии алмазно-абразивной обработки, не были полностью удалены в ходе последующей химико-механической полировки. Параметры шероховатости для исходной подложки составляют $R_a$ = 2,8 нм и $R_q$ = 3,8 нм. В результате лазерной обработки наблюдается заметное сглаживание рельефа поверхности. Параметры шероховатости уменьшаются до значений $R_a$ = 1,8 нм и $R_q$ = 2,3 нм. Однако, следы царапин сохраняются, хотя их глубина и уменьшается примерно в 3 раза. Таким образом, для получения атомно-гладкой поверхности карбида кремния необходима оптимизация параметров лазерной обработки. По-видимому, также необходимо доработать режимы предварительной алмазно-абразивной обработки. Тем не менее, необходимо отметить, что




*а* *б*

*Рис. 4.* Трёхмерные АСМ- изображения поверхности карбида кремния:
*а* – до обработки; *б* – после 30-тикратной обработки лазерным пучком ($P$ = 2,5 Вт; ν = 60 кГц; $v$ = 300 мм/с; шаг сканирования – 1 мкм). Поле сканирования 18х18 мкм

полученные нами параметры шероховатости поверхности подложек после лазерной обработки значительно лучше полученных в работе [6], где при схожей геометрии эксперимента была получена шероховатость карбида кремния $R_a \sim 80$ нм.

## Заключение

В результате проведенных исследований показана возможность лазерной полировки поверхности карбида кремния без повреждения структуры поверхностного слоя. Лазерная обработка значительно быстрее и проще традиционной химико-механической полировки, и, потенциально, может заменить ее на стадии финишной обработки подложек из карбида кремния для изделий оптоэлектроники.

## Библиографические ссылки


1. A review of manufacturing technologies for silicon carbide super junction devices / R. Tian [et al.] // J. Semicond. 2021. Vol. 42. P. 061801.
2. *Sheng K.* A recent review on silicon carbide power devices technologies / K. Sheng, N. Ren, H.Y. Xu // Proc. CSEE. 2020. Vol. 40. P. 1741–1748.
3. *Sarro P. M.* Silicon carbide as a new MEMS technology // Sens. Actuators. 2000. Vol. 82. P. 210–218.
4. Research status and development trend of silicon carbide single crystal substrate machining technology/ X. Zhang [et al.] // J. MUC. 2021. Vol. 30. P. 5–12.
5. Surface quality evaluation of single crystal 4H-SiC wafer machined by hybrid laser-waterjet: Comparing with laser machining / S. Feng [et al.] // Mater. Sci. Semicond. Process. 2019. Vol. 93. P. 238–251.
6. Parameter Optimization of RB-SiC Polishing by Femtosecond Laser / T. Yang [et al.] // Materials. 2023. Vol. 16. P. 1582.
7. A Review of Femtosecond Laser Processing of Silicon Carbide / Q. Wang [et al.] // Micromachines. 2024. Vol. 15. P. 639.
8. A Raman Spectroscopy Study of Individual SiC Nanowires / M. Bechelany [et al.] // Adv. Funct. Mater. 2007. Vol. 17. P. 939–943.
9. *Левин В. И.* Люминесценция карбида кремния в связи с отклонениями от стехиометрии / В. И. Левин, Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков //Физика и техника полупроводников. 1984. Т. 18, № 7. С. 1194–1198.

# Программное приложение на основе корреляционной обработки цифровых изображений для криминалистических исследований

**В. Л. Козлов, М. А. Бахарь**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: KozlovVL@bsu.by*

В работе представлены исследования, связанные с разработкой программного приложения на основе корреляционной обработки цифровых изображений для решения задач криминалистических исследований. Реализованы методы нормализованной кросс-корреляции (NCC) и локального коэффициента корреляции Пирсона с применением метода скользящего окна. Экспериментальная проверка показала высокую точность распознавания совпадений.

***Ключевые слова:*** корреляционный анализ, цифровое изображение, трехмерная карта корреляции изображений, коэффициент корреляции Пирсона,

# Software application based on correlation processing of digital images for forensic investigations

**V. L. Kozlov, M. A. Bakhar**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: KozlovVL@bsu.by*

This paper presents research related to the development of a software application based on correlation processing of digital images for solving forensic investigation problems. The methods of normalized cross-correlation (NCC) and local Pearson correlation coefficient using a sliding window method are implemented. Experimental testing demonstrated high accuracy of match recognition.

***Keywords:*** correlation analysis, digital image, 3D correlation map, Pearson correlation coefficient.

Корреляционное распознавание изображений является одним из наиболее перспективных и широко применяемых инструментов для идентификации, поиска и локализации объектов относительно сложных форм при проведении экспертных исследований [1]. Традиционные методы визуальной экспертизы требуют существенных временных и человеческих ресурсов и носят во многом субъективный характер [2]. Использование специализированных программных приложений с применением функций корреляционной обработки цифровых изображений объектов экспертного исследования позволит при проведении криминалистических экспертиз расширить число применяемых методов и средств измерений, оптимизировать процесс измерений, и тем самым повысить качество, достоверность и репрезентативность проводимых исследований

Был проведен анализ возможностей и областей применения функций, реализующих корреляционную обработку цифровых оптических изображений, в зависимости от отношения сигнал/шум на исследуемых изображениях в различных спектральных диапазонах для использования при решении поставленных задач. Наилучшими параметрами для использования при проведении криминалистических исследований обладают нормированная кросскорреляционная функция

(NCC) и нормированная сумма квадратов разностей (NSSD), которые обеспечивают правильное обнаружения объекта вплоть до отношения сигнал/шум ~ 1/10. Однако при этом для функции NSSD с уменьшением отношения сигнал/шум значение корреляционной функции уменьшается значительно быстрее, что делает функцию NCC более предпочтительной для использования [3].

Для реализации системы корреляционной обработки изображений было разработано программное приложение, интерфейс которого представлен на рис. 1.

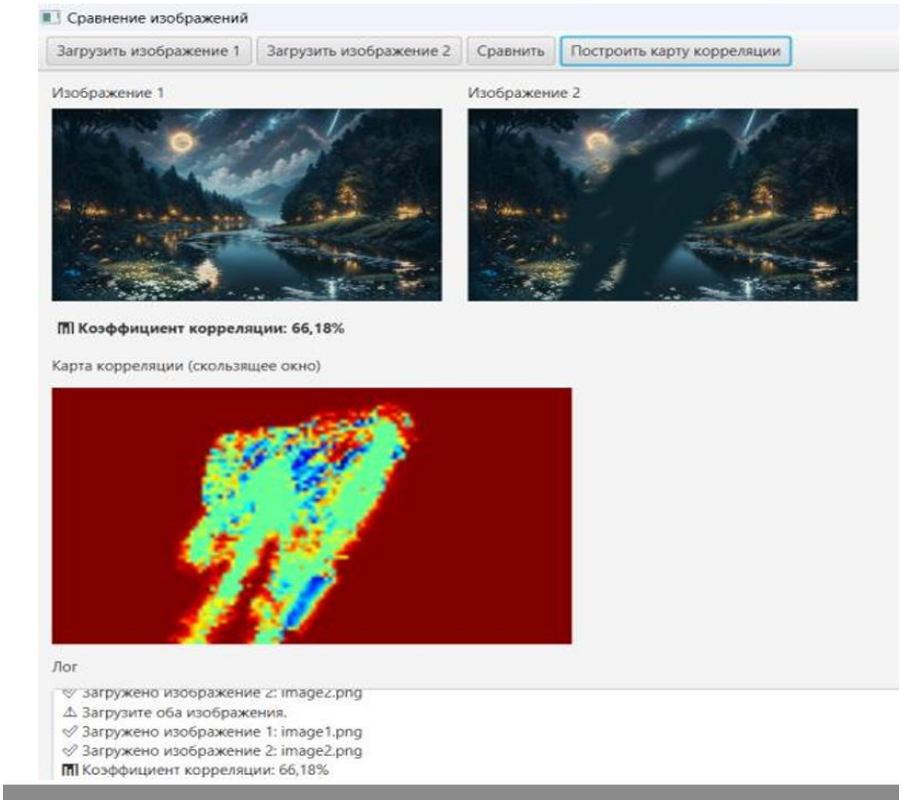



*Рис.1* Интерфейс программного приложения

Программный прототип реализован на языке программирования Java 17 с использованием JavaFX для GUI и библиотеки OpenCV 4.11 для обработки изображений. Приложение обеспечивает: загрузку двух изображений, выполнение глобального сравнения методом NCC (OpenCV: Imgproc.matchTemplate с TM_ CCOEFF_NORMED), локального анализа методом скользящего окна с вычислением коэффициента Пирсона, построение 2D-карты корреляции и экспорт матрицы корреляции для внешней визуализации (3D).

Структура программы:

1. Main.java – загрузка FXML и запуск приложения (JavaFX).
2. layout.fxml – описание GUI: ImageView для исходных изображений, кнопки управления, метка результата и ImageView для карты корреляции.
3. Controller.java – обработка событий, чтение изображений через Imgcodecs.imread, реализация matchTemplate, расчет локального коэффициента Pearson и преобразование Mat→Image для отображения.

Технические детали реализации. Предобработка: преобразование в градации серого, нормализация яркости, при необходимости применение фильтрации (GaussianBlur, median) для подавления шумов.

Глобальное сравнение: Imgproc. matchTemplate (matB, matA, result, Imgproc. TM_ CCOEFF_NORMED); затем Core.min Max Loc (result) для поиска максимума и его координат. Локальный анализ: метод скользящего окна. Размер блока (blockSize) выбран равным 16×16 пикселей, шаг (step) – 8 пикселей (частичное перекрытие). Для каждого блока вычисляется коэффициент корреляции Пирсона. Результирующая матрица локальных значений нормализуется в диапазон [0,255] и отображается с применением цветовой карты JET (Imgproc. apply Color Map).

Проведены эксперименты с тестовой выборкой сканов документов, включающей: оригиналы, копии с добавлением шума, локальными закрашиваниями, сдвигами и изменениями контраста. Для каждого случая вычислялся глобальный NCC и формировалась локальная карта корреляции.

Также отмечено, что единичное изменение пикселя в локальном блоке снижает величину NCC приблизительно на 0.0005, что демонстрирует высокую чувствительность метода к тонким вмешательствам.

Результаты подтверждают, что сочетание глобальной NCC и локального анализа по методу Пирсона обеспечивает эффективную и наглядную оценку совпадения изображений. Глобальный NCC удобен для быстрой проверки на полное совпадение, локальный анализ – для обнаружения и локализации мелких искажений. Фазовая корреляция целесообразна для предварительной компенсации глобальных сдвигов и выравнивания изображений перед локальным сравнением. Параметры blockSize = 16 и шаг = 8 показали оптимальный компромисс между детализацией карты и временем вычислений на тестовых данных.

Таким образом, разработано программное приложение на основе корреляционной обработки цифровых изображений объектов экспертного исследования, позволяющее одновременно решать различные задачи криминалистической экспертизы как: изучение цвето-тоновых параметров цифровых моделей изображений оттисков печатей и штампов, анализ степени старения и обнаружение дефектов любого фрагмента печати; анализ качества печати и идентификация принтеров, обнаружение подделок и фальсификации изображений, дефектоскопия объекта и др. Перспективы развития: интеграция анализа цветовых каналов, комбинирование корреляционных подходов с вейвлет-анализом и машинным обучением, расширение функционала по работе с большими архивами документов.

### Библиографические ссылки


1. Технико-криминалистическая экспертиза документов: учебное пособие / Н. В. Ефременко [и др.]; под общ. ред. Н. В. Ефременко. – Минск: Акад. МВД, 2012. 343 с.
2. *Яблоков Н. П., Головин А. Ю.* Криминалистика: природа, система, методологические основы – Москва: НОРМА, 2009. 288 с.
3. *Козлов В. Л., Згировская Н. В.* Анализ искажений печати и идентификация принтеров на основе корреляционного анализа цифрового изображения // Матер. XI Международной НТК «Квантовая электроника». – Минск. 2017. С. 272.

# Программное приложение для измерения параметров движения летящих объектов на основе анализа цифрового изображения

**В. Л. Козлов, А. В. Попруженко**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: KozlovVL@bsu.by*

Приводится методика измерения параметров движения объектов на основе корреляционного анализа цифровых изображений. Построение корреляционных функций и выделение смещений на субпиксельном уровне позволяет повысить точность определения дальности и скорости движения космических объектов. Создано программное приложение, реализующее предложенную методику измерений.

***Ключевые слова:*** корреляционный анализ, цифровое изображение, измерение дальности и скорости, программное приложение.

# A software application for measuring the motion parameters of flying objects based on digital image analysis

**V. L. Kozlov, A. V. Popruzhenko**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: KozlovVL@bsu.by*

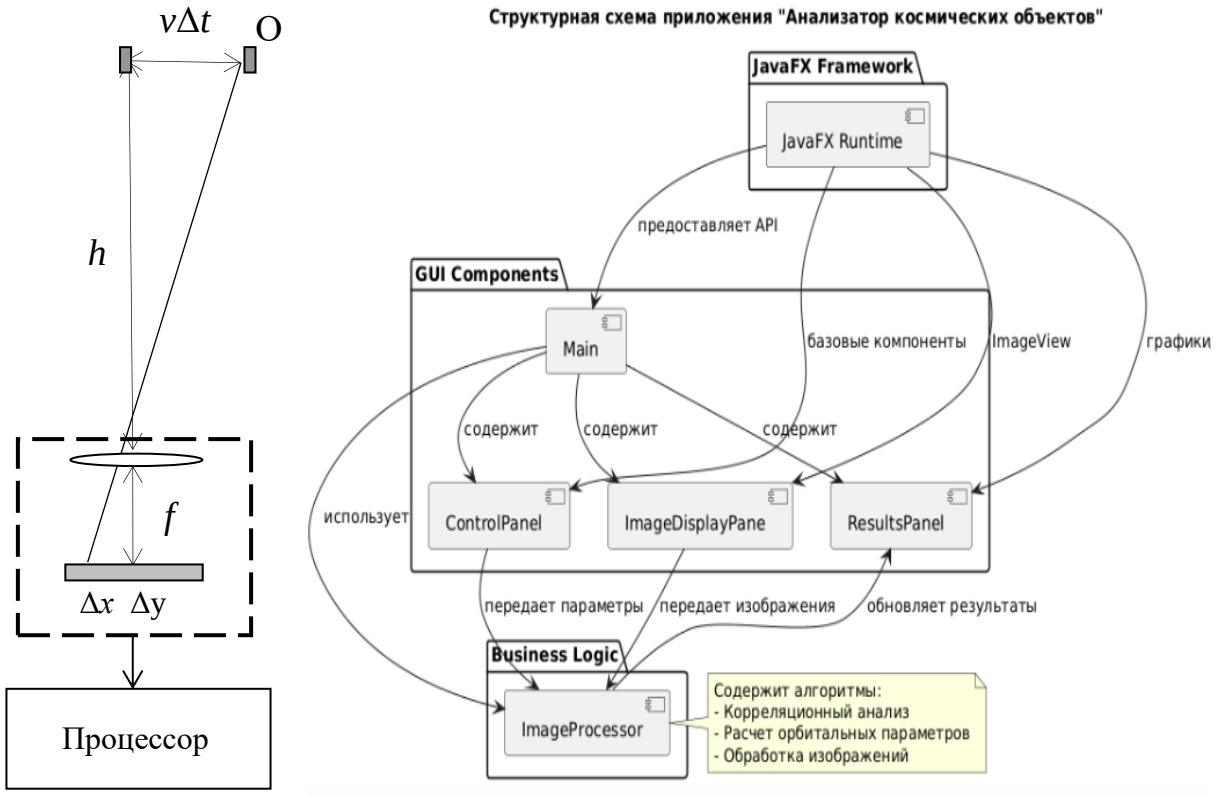
A method for measuring object motion parameters based on correlation analysis of digital images is presented. Constructing correlation functions and extracting displacements at the subpixel level allows for improved accuracy in determining the range and velocity of space objects. A software application implementing the proposed measurement method has been developed.

***Keywords:*** correlation analysis, digital image, correlation analysis, range and speed measurement, software application

В условиях стремительного развития технологий дистанционного наблюдения, компьютерного зрения и автоматизированных измерительных систем растет потребность в точных, доступных и универсальных средствах измерения параметров движения объектов – в частности, их дальности и скорости [1]. Особенно остро эта необходимость проявляется в таких областях, как космические исследования, безопасность, беспилотные летательные аппараты, интеллектуальные транспортные системы и робототехника.

Одним из перспективных направлений является использование цифровых изображений для извлечения информации о движении объекта [2]. По сравнению с традиционными методами (радарами, лидарами, ультразвуковыми сенсорами), анализ цифровых изображений предоставляет более дешевую, гибкую и легко масштабируемую альтернативу, не требующую дорогостоящего оборудования.

Приводится методика измерений [3] и реализующие её программное приложение, предназначенное для решения актуальной задачи дистанционного зондирования – одновременного определения скорости и дальности до движу-щихся космических объектов на основе анализа цифрового изображения. Функциональная схема поясняющая, предложенную методику, представлена на рис. 1, *а*.




*а* *б*

*Рис.1*. Функциональная схема методики определения скорости и дальности (*а*); структурная схема программного приложения (*б*)

Методика измерений заключается в следующем. С помощью цифровой фотокамеры на фотоприемной матрице формируют два цифровых изображения измеряемого объекта, полученные с интервалом времени $\Delta t$. Полученные изображения поступают в процессор, где производится измерение координат и длины перемещения объекта по следующему алгоритму. На первом изображении формируется окно сканирования с изображением объекта. Автоматически окно сканирования с такими же координатами формируется и на втором снимке. После этого осуществляют сканирование одного окна относительно другого, при этом вычисляется значение двухмерной нормированной корреляционной функции между выделенными изображениями в соответствии с выражением [3].

По положению максимального значения нормированной корреляционной функции определяют сдвиг между изображениями $\Delta x = x_2 - x_1$ и $\Delta y = y_2 - y_1$, где $x_2$, $x_1$ и $y_2$, $y_1$ – координаты объекта, полученные с интервалом времени $\Delta t$. С учетом полученных координат определяется длина перемещения объекта на фотоприемной матрице $\Delta l$ по следующей формуле:

$$\Delta l = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \qquad (1)$$

Затем, используя известные законы и геометрию полученных изображений, получаем систему из двух уравнений движения объекта:

$$m\frac{v^2}{R_з+h}=G\frac{mM}{\left(R_з+h\right)^2},\qquad \frac{v\cdot\Delta t}{h}=\frac{\Delta l}{f}\ , \tag{2}$$

где $m$ – масса объекта, $M$ – масса земли, $R_з$ – радиус земли, $G$ – гравитационная постоянная, $h$ – высота орбиты, $v$ – скорость космического объекта, $\Delta l$ – длина перемещения объекта на фотоприемной матрице за время $\Delta t$, $f$ – фокус. Учитывая, что $R_з>>h$, решение системы уравнений (2) для дальности до объекта $h$ и скорости объекта $v$ будут иметь следующий вид

$$h=\frac{f\cdot\Delta t}{\Delta l}\sqrt{\frac{GM}{R_з}}\ ,\qquad v=\sqrt{\frac{GM}{R_з+h}}\ , \tag{3}$$

Разработано программное приложение, реализующее предложенную методику и позволяющее проводить автоматизированный анализ изображений. На рис. 1, *б* представлена структурная схема разработанного приложения. Схема отражает последовательность этапов обработки данных и взаимодействие между функциональными блоками системы. Программа начинается с блока загрузки изображений. Далее изображения передаются в модуль предварительной обработки, где осуществляется их масштабирование, фильтрация и выбор рабочей области для дальнейшего анализа.

В интерфейсе программы предусмотрены следующие возможности: загрузка пары изображений, полученных с интервалом времени $\Delta t$, указание параметров съёмки, запуск анализа и визуализация результатов. В верхней части окна интерфейса расположена панель управления, содержащая основные элементы для проведения измерений: загрузка изображений, ввод интервала $\Delta t$, запуска анализа, выполнение калибровки. В центральной области интерфейса отображаются миниатюры загруженных изображений объекта. Пользователь может выбрать область анализа, которая используется для расчёта корреляционной функции.

В процессе работы приложение вычисляет сдвиги по координатам $\Delta x$ и $\Delta y$, рассчитывает величину перемещения объекта на фотоприёмной матрице и, на основе этого, параметры орбиты и скорость движения. Правая часть окна предназначена для вывода результатов. Здесь отображаются числовые значения дальности ($h$) и скорости ($v$) объекта, а также график корреляционной функции, по которому определяется сдвиг между изображениями. В нижней части фиксируются этапы анализа и возможные ошибки.

Проведено тестирование программного приложения, которое показало, что интерфейс программы обеспечивает удобство работы пользователя, сочетая функции загрузки и обработки изображений.

### Библиографические ссылки


1. *Колесса А. А., Колесса А. Е.* Определение доверительной области параметров траектории баллистического объекта по угловым измерениям//ТРУДЫ МФТИ. 2025. Том 17, № 1. С. 62–75.
2. *Коротаев А. И.* Введение в цифровую фотограмметрию. – М.: Изд-во МИИГАиК, 2009. 212 с.
3. Устройство измерения дальности и скорости объекта по цифровому изображению: пат. 13653 РБ / В. Л. Козлов, В. С. Баранова, А. А. Спиридонов, Д. В. Ушаков; дата публ.: 05.02.2025.

# Программное приложение для измерения параметров движения летящих объектов на основе эффекта Доплера

**В. Л. Козлов, О. В. Кисель**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: KozlovVL@bsu.by*

Приводится методика одновременного измерения дальности и скорости летящего объекта на основе Доплеровского сдвига частоты излучения. Разработано программное приложение, осуществляющее расчет параметров (скорость и дальность) движущегося объекта на основе эффекта Доплера.

***Ключевые слова:*** доплеровский сдвиг частоты, измерение скорости, измерение дальности, гетеродинный приемник, программное приложение.

# Software application for measuring the motion parameters of flying objects based on the Doppler effect

**V. L. Kozlov, O. V. Kisel**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: KozlovVL@bsu.by*

A method for simultaneously measuring the range and speed of a flying object based on the Doppler frequency shift of radiation is presented. A software application has been developed that calculates the parameters (speed and range) of a moving object based on the Doppler effect.

***Keywords:*** Doppler frequency shift, velocity measurement, range measurement, heterodyne receiver, software application.

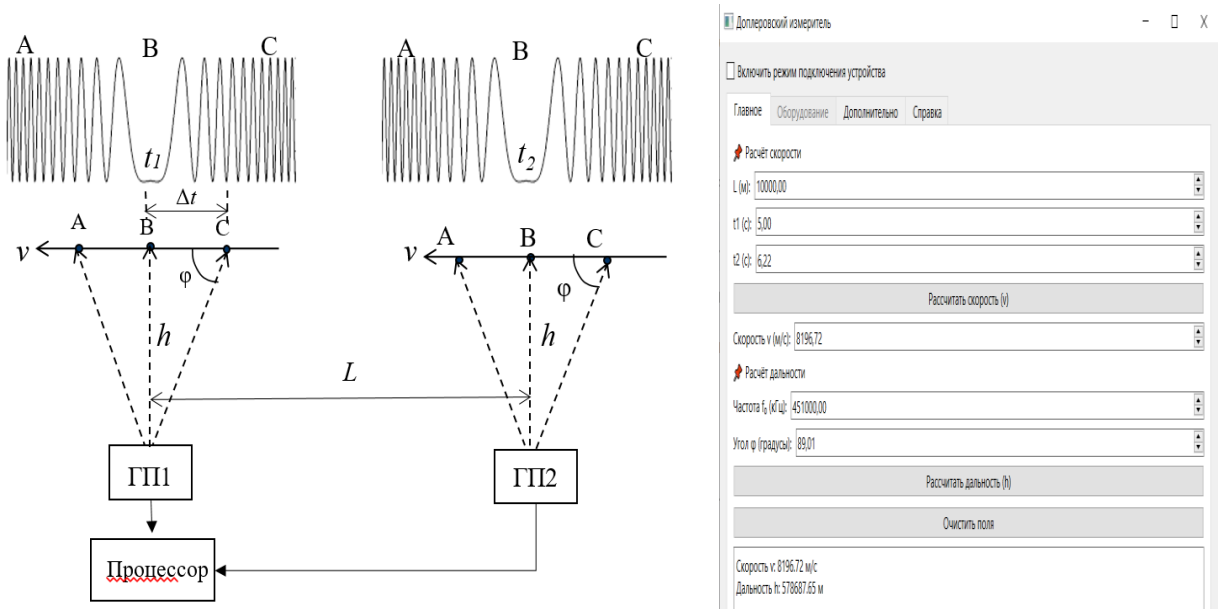
Задача определения высоты неизвестного космического объекта для оценки величины наклонной дальности в задачах вычисления орбит по угловым оптическим измерениям [1] в настоящее время является достаточно актуальной. Высокоорбитальные космические объекты наблюдаются главным образом оптическими средствами, которые работают только в ночное время при надлежащих погодных условиях. Эти средства [2] измеряют только два угла и не позволяют измерять дальность до объекта.

Приводится методика измерений [3] и реализующее её программное приложение, предназначенное для решения актуальной задачи дистанционного зондирования – одновременного определения скорости и дальности до движущихся космических объектов. Функциональная схема, поясняющая предложенную методику, представлена на рис. 1, *а*. Методика измерений заключается в следующем. Движущийся космический объект излучает электромагнитный сигнал частоты $f_0$.

Так как объект движется со скоростью $v$, то принимаемое гетеродинными приёмниками излучение сдвигается по частоте по сравнению с излучаемым сигналом $f_0$ на доплеровскую частоту $f_d$ , мгновенное значение которой имеет величину

$$f_d = 2\frac{v \quad f_0}{c}\cos(\varphi)$$

где $v$ – скорость движения объекта, φ – угол между направлением скорости движения и направлением на гетеродинный приёмник, $c$ – скорость света. Гетеродинные приёмники ГП1, ГП2 разнесены в пространстве на расстояние $L$. В результате гетеродинирования на приемниках выделяется сигнал разностной частоты $f_d$.




*а* *б*

*Рис. 1.* Функциональная схема методики определения скорости и дальности (*а*); интерфейс программного приложения (*б*)

В ходе перемещения объекта над приёмниками угол φ между направлением скорости движения и направлением на гетеродинный приёмник будет изменяться, поэтому будет изменяться и доплеровский сдвиг частоты $f_d$. Время, когда доплеровская частота достигает нулевого значения в точке В, на приёмнике ГП2 равняется $t_2$, а на приёмнике ГП1 равняется $t_1$. Гетеродинные приёмники разнесены в пространстве на расстояние $L$, следовательно, скорость движения объекта будет равна

$$v = \frac{L}{(t_1 - t_2)} \tag{1}$$

Для вычисления дальности до объекта необходимо определить число импульсов доплеровского сигнала при изменении угла между направлением скорости движения и направлением на гетеродинный приёмник в пределах от φ до π/2. Среднее значение числа импульсов доплеровского сигнала при изменении угла от φ до π/2, которое будет происходить за время от $t_1 - \Delta t$ до $t_1$ можно определить следующим образом

$$f_d = f_0 \frac{v}{c} \int_{\varphi}^{\pi/2} \cos\varphi d\varphi = f_0 \frac{v}{c}(1-\sin\varphi), \text{ откуда получаем } \varphi\text{: } \sin\varphi = (1-\frac{f_d c}{v f_0}). \quad (2)$$

В процессоре измеряется число импульсов доплеровского сигнала $f_d$ и определяется дальность до объекта $h$ по формуле

$$h = v\Delta t \cdot tg\left( arc\sin(1-\frac{f_d c}{v f_0}) \right). \quad (3)$$

С целью практической реализации теоретических положений была разработана программная реализация метода измерения параметров движущегося объекта на основе эффекта Доплера. Интерфейс программы включает несколько вкладок. На рис. 1, *б* представлен интерфейс программы во вкладке «Главное». В данной вкладке вводятся все исходные данные, необходимые для расчёта параметров движения объекта на основе эффекта Доплера. Программное приложение позволяет производить расчет скорости и дальности объекта по входным данным, полученным от двух гетеродинных приёмников, а также визуализировать результаты вычислений. Реализация алгоритма основана на анализе доплеровского сдвига частоты и времени пролёта объекта над приёмниками. На вкладке “Прогр” размещена инструкция по работе с программой, в которой пошагово описан порядок ввода данных и выполнения расчётов, что облегчает использование программы.

Вкладка "Оборудование" предназначена для подключения к программе внешних устройств, с помощью которых автоматически будут получены все исходные данные, необходимые для расчёта параметров движения объекта.

Во вкладке "Дополнительно" реализован график с поддержкой анимации. Построение графика становится доступным после выполнения пяти измерений. Он отображает изменение дальности до объекта, полученное на основе различных входных данных. Есть возможность экспорта графика в PDF и экспорта полученных данных в TXT формате. Разработанное приложение позволяет как вручную вводить исходные данные для теоретических расчётов, так и использовать сигналы, получаемые от подключаемого измерительного оборудования.

В процессе тестирования были выполнены теоретические расчёты параметров движения объекта и проведён их анализ. Полученные результаты показали, что программа корректно рассчитывает скорость и дальность движения на основе эффекта Доплера.

### Библиографические ссылки


1. *Самотохин А. С., Хуторовский З. Н.* Алгоритмы обнаружения высокоорбитальных космических объектов по оптическим измерениям //ИПМ им. М. В. Келдыша. 2023. № 41. 28 с.
2. Метод начального определения орбиты космического объекта по ограниченным данным угловых оптических измерений / В. С. Баранова [и др.] // Приборы и методы измерений. 2025. № 2. С. 121–132.
3. Доплеровский измеритель дальности и скорости движущегося объекта: пат. 13652 РБ / В. Л. Козлов, В. С. Баранова, А. А. Спиридонов, Д. В. Ушаков; дата публ.: 05.02.2025.

# An Effective Engineering Approach to Launch Vehicle Stability Analysis

**Gao Runchen, A. A. Spiridonov**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, email: rct.gaoZH@bsu.by*

Ensuring the stability of the launch vehicle's flight is a crucial prerequisite for mission success. In practical engineering, establishing an accurate mathematical model and directly conducting stability analysis is extremely difficult, as the launch vehicle is a strongly coupled, high-order, time-varying nonlinear dynamical system integrating rigid body motion, structural elasticity, liquid sloshing, and variable mass characteristics. Traditional stability criteria for nonlinear systems, such as the Lyapunov method, are theoretically rigorous, but they have significant limitations in engineering applications due to issues such as the difficulty in constructing suitable Lyapunov functions and the huge amount of real-time computation required. By analyzing these linearized models, the stability of the rocket throughout the flight process can be effectively evaluated, providing a basis for control system design.

***Keywords:*** launch vehicle; stability analysis; nonlinear dynamics; coupled dynamics; Lyapunov method

# Эффективный инженерный подход к анализу устойчивости ракеты-носителя

**Гао Жуньчэнь, А. А. Спиридонов**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, email: rct.gaoZH@bsu.by*

Обеспечение устойчивости полета ракеты-носителя является ключевым условием успеха миссии. В практической инженерии создание точной математической модели и прямой анализ устойчивости чрезвычайно сложны, поскольку ракета-носитель представляет собой сильно связанную, высокопорядковую, изменяющуюся во времени нелинейную динамическую систему, объединяющую движение твердого тела, структурную упругость, раскачивание жидкости и характеристики переменной массы. Традиционные критерии устойчивости для нелинейных систем, такие как метод Ляпунова, теоретически строги, но имеют значительные ограничения в инженерных приложениях из-за таких проблем, как трудности в построении подходящих функций Ляпунова и огромных объемов вычислений в реальном времени. Анализируя эти линеаризованные модели, можно эффективно оценить устойчивость ракеты на протяжении всего процесса полета, что служит основой для проектирования системы управления.

***Ключевые слова:*** запускная установка; анализ устойчивости; нелинейная динамика; связанная динамика; метод Ляпунова

## Introduction

As the primary means of transportation into space, the success of the flight process of a carrier rocket is directly related to the execution of major national space missions and the safety of space assets. Throughout the entire process from the rocket's takeoff from the ground to the delivery of the payload into the predetermined orbit, it is necessary to always maintain stable attitude to ensure that it can fly precisely along the preset nominal trajectory. Any minor instability may lead to severe deviation in flight attitude and even cause the rocket structure to overload and disintegrate, resulting in

catastrophic consequences. Therefore, conducting an in-depth and accurate stability analysis of the carrier rocket is the core task and fundamental premise of its overall design and control system design.

However, conducting precise stability analysis on launch vehicles is a highly challenging task. Modern launch vehicles typically exhibit structural characteristics of large aspect ratio, thin-walled, and lightweight, making them complex rigid-flexible coupled elastomers. During high-speed flight, the vehicle body not only has to withstand severe aerodynamic torques, but the sloshing effect of the internal liquid propellant can also have a significant coupled impact on the vehicle's attitude [1]. Furthermore, the coupling between engine thrust pulsations, structural elastic vibrations of the vehicle body, and the propellant delivery system may also induce longitudinal "POGO" vibrations, posing a serious threat to system stability [2]. More importantly, as the fuel is continuously consumed during flight, the mass, center of mass position, moment of inertia of the rocket change rapidly over time, making the entire system essentially a high-order, multivariable, strongly coupled, and time-varying nonlinear dynamical system [3]. These complex dynamical characteristics are intertwined, making it difficult to establish a global mathematical model that can be directly used for analytical purposes.

In the field of control theory, although there are mature stability criteria for nonlinear systems such as Lyapunov's second method, applying them directly to complex engineering systems like launch vehicles faces a significant gap between theory and practice. Constructing a suitable Lyapunov function systematically for high-dimensional rocket dynamics systems remains an unresolved challenge, lacking a universal engineering approach [4]. Even if it could be constructed offline, the enormous computational load required for real-time analysis during flight far exceeds the capabilities of current on-board computers, making it impossible to meet real-time requirements. Therefore, it is crucial to seek an analytical method that can fully reflect the dynamic characteristics of the system and is easily implementable in engineering.

To address this challenge, a linearization analysis method based on small perturbation theory is commonly adopted in engineering practice. The core idea of this method is that the control system of a launch vehicle is designed to precisely track a pre-designed nominal trajectory. Therefore, during normal flight, the deviation of the actual state of the vehicle from the nominal state can be regarded as a small perturbation. Based on this assumption, complex nonlinear dynamic equations can be expanded into Taylor series along multiple flight state points along the nominal trajectory, neglecting higher-order terms, thus obtaining a series of Linear Time-Varying (LTV) or Linear Time-Invariant (LTI) small deviation models describing the local dynamic characteristics of the system [5]. This method successfully transforms a complex global nonlinear problem into a series of linear problems that can be independently analyzed in different flight phases. For these linearized models, classical control theory tools such as root loci and frequency response (e.g., Bode plots, Nyquist diagrams) can be easily applied for in-depth stability margin analysis and controller parameter design.

The research presented in this article aims to provide clear engineering ideas and theoretical support for the stability analysis and control system design of launch vehicles.

**Stability Criteria for Linear Systems and Nonlinear Systems**

Ideally, the launch vehicle should follow the predetermined trajectory. However, due to various disturbances during actual flight, errors are bound to occur. Therefore, it is necessary to design an attitude control system to eliminate the deviation between the actual flight trajectory and the predetermined trajectory. Under the control of the rocket guidance system, the actual flight trajectory of the rocket is quite close to the predetermined trajectory, and the deviation of flight parameters is small. Therefore, the stability analysis of the linear system obtained by the small disturbance method can well approximate the dynamic characteristics of the nonlinear system and has been effectively verified in engineering practice [7].

There are usually two methods for determining the stability of a linear system: one is the root locus method, which examines the situation of the characteristic roots corresponding to the differential equations describing the dynamics of the rocket body. Based on the distribution of open-loop zeros and poles and the root locus gain, a root locus diagram is drawn to identify the closed-loop poles. If the drawn root locus is entirely located on the left side of the *S* plane, it indicates that no matter how the system parameters are changed, all characteristic roots have negative real parts, and the system is stable. If the root locus is entirely in the right half of the *S* plane, it indicates that the system is unstable no matter how the system parameters are changed. If it is on the imaginary axis, it indicates critical stability, which means continuous oscillation. Since high-order linear systems have many characteristic roots, it is difficult to draw a root locus diagram, so the root locus method is suitable for stability analysis of second-order or multi-order systems. The other method is to determine the stability of the entire system by evaluating the open-loop amplitude-phase characteristics of the system. The frequency domain analysis method is mainly based on the Nyquist stability criterion. If the open-loop system is stable, i.e., $P = 0$, then the necessary and sufficient condition for the closed-loop system to be stable is that the $\Gamma_{GH}$ curve does not enclose the point (-1, *j*0). If the open-loop system is unstable, i.e., $P \neq 0$, then the necessary and sufficient condition for the closed-loop system to be stable is that the curve rotates P times around the point (-1, *j*0) in a counterclockwise direction. A commonly used method in engineering design is to first calculate the frequency characteristics of the open-loop transfer function and then design the closed-loop system based on the Nyquist stability criterion [8].

During flight, the mass of the launch vehicle continuously decreases, and environmental parameters undergo continuous changes, making it a time-varying nonlinear system. The stability of a time-varying nonlinear system is typically analyzed using Lyapunov stability theory. According to the Lyapunov stability definition, for a continuous nonlinear system $\dot{x} = f(x, t)$, where $x$ is an *n*-dimensional state vector, when there exists an equilibrium state $x_e$ in the state space such that $f(x_e, t) = 0$, the system will reach equilibrium at this point without external forces. During the process of the system transitioning from unstable to stable, its energy continuously decreases, and the equilibrium point satisfies the conditions of energy $E > 0$, $(dE/dt) < 0$.

Lyapunov constructed an energy function $V(x)$ described by state variables, and its equilibrium point satisfies:

$$\begin{cases} V(x) > 0 (x \neq 0) \\ V(x) = 0 (x = 0) \end{cases} \quad (1)$$

and satisfying

$$\dot{V}(x) < 0 \quad (2)$$

the stability of the system can be determined. Based on the above analysis, Lyapunov proposed the stability theorem for nonlinear systems:

a) If $V(x)$ is a positive definite function and $\dot{V}(x)$ is a semi-negative definite function, then the equilibrium state $x_e = 0$ is stable;
b) If $V(x)$ is a positive definite function, $\dot{V}(x)$ is a negative definite function, and $\dot{V}(x) \neq 0$ for all nonzero solutions of the nonlinear system, then the equilibrium state $x_e = 0$ is asymptotically stable;
c) If $x_e = 0$ is asymptotically stable, and when $\|x\| \to \infty$, $V(x,t) \to \infty$, then $x_e = 0$ is globally asymptotically stable.

Currently, there is no universal method to construct an energy function, and the launch vehicle is a complex system with rigid-elastic-sloshing coupling. It is very difficult to find an energy function that accurately describes the effects of elastic vibration and liquid sloshing, making it challenging to meet the requirements of real-time stability analysis in practical engineering applications [6, 7].

## References


1. *Abramson, H. N.* The Dynamic Behavior of Liquids in Moving Containers // NASA SP-106. 1966.
2. National Aeronautics and Space Administration. Prevention of coupled structure-propulsion instability (POGO). 1970. NASA SP-8055.
3. *Wie, B.* Space Vehicle Dynamics and Control (2nd ed.). American Institute of Aeronautics and Astronautics. 2008. 523 p.
4. *Slotine, J. J. E., Li, W.* Applied Nonlinear Control. Prentice Hall. 1991.
5. *Blakelock, J. H.* Automatic Control of Aircraft and Missiles (2nd ed.). John Wiley & Sons. 1991.
6. *Haddad, W. M., Chellaboina, V.* Nonlinear dynamical systems and control: a Lyapunov-based approach. // Princeton university press. 2008. 944 p.
7. *Gibson, T. E.* Adaptive control of hypersonic vehicles in the presence of modeling uncertainties / T. E. Gibson, L. G. Crespo, A. M. Annaswamy //American Control Conference. 2009. ACC'09. 2009. P. 3178-3183.
8. *Skogestad, S., Postlethwaite, I.* Multivariable feedback control: analysis and design. John Wiley & Sons. 2005. 585 p.

# Генерация усредненных орбитальных параметров на основе измерений вектора состояния малого космического аппарата

**Сат Паинг Тун, В. С. Баранова, А. А. Спиридонов**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: spirid@bsu.by*

Рассмотрен алгоритм создание усредненного файла орбитальных параметров в формате TLE на основе вектора состояния малого космического аппарата, полученного в результате собственных траекторных измерений.

***Ключевые слова:*** малый космический аппарат; орбитальные параметры, траекторные измерения.

# Generation of an averaged orbital parameters based on measurements of the small satellite state vector

**Sat Paing Tun, V. S. Baranova, A. A. Spiridonov**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: spirid@bsu.by*

An algorithm for creating an averaged file of orbital parameters in TLE format based on the state vector of a small satellite obtained as a result of its trajectory measurements is considered.

***Keywords:*** small satellite; orbital parameters, trajectory measurements.

## Введение

Для решения задач по управлению, слежению и проведению сеансов радиосвязи в процессе полетной эксплуатации малого космического аппарата (МКА) важное значение играет прогнозирование будущих положений. Традиционно для выполнения этих прогнозов на одной наземной станции приема (НСП) используется модель прогнозирования SGP 4 [1] с начальными данными в формате TLE, которые предоставляет американская система контроля за космическим пространством NORAD (North American Aerospace Defense Command – Командование воздушно-космической обороны Северной Америки) [1]. В настоящее время в связи с большим количеством отслеживаемых космических объектов база данных системы NORAD в формате TLE плохо обновляется, особенно для малоразмерных спутников. Поэтому разработчики МКА пытаются самостоятельно получить начальный вектор состояния спутника для моделей прогнозирования его движения. Для этого они решают задачу определения орбиты МКА на основе измерений либо характеристик радиосигналов телеметрической или командной радиолинии МКА-НСП (измеряемые параметры: время, задержка и доплеровский сдвиг частоты принимаемого радиосигнала) [2, 3], либо угловых измерений МКА с помощью оптических систем наблюдения (измеряемые параметры: прямое восхождение и склонение) [4, 5]. Но даже получив вектор состояния МКА возникает необходимость преобразования в формат TLE, так как большинство программно-

аппаратных средств, как НСП так и бортовых систем МКА работают с SGP моделями прогнозирования движения. В открытой литературе отсутствует информация по генерированию TLE файла на основе начального вектора состояния. Поэтому создание усредненного файла орбитальных параметров в формате TLE на основе вектора состояния космического аппарата, который получен в результате собственных траекторных измерений является актуальной задачей.

## 1. Определение вектора состояния малого космического аппарата на основе траекторных измерений

НСП Белорусского государственного университета осуществляют прием, обработку и измерение параметров радиосигналов МКА. Система измерения и определения орбиты НСП может проводить измерения орбиты спутника как с первоначально известными параметрами (режим слежения), так и с неизвестными параметрами (режим всенаправленного поиска) [3, 5]. При измерениях в режиме всенаправленного поиска решается задача начального определения его параметров орбиты спутника по данным измерений времени приема, задержки и доплеровского сдвига частоты принимаемых радиосигналов от МКА. Частота целевого спутника ищется в пределах радиолюбительского диапазона 435–445 МГц. Определяются отличительные признаки радиосигналов пакетов телеметрии (частота следования сигналов, средняя частота радиосигналов, наличие меток и т. д.). По результатам измерений на нескольких витках оценивается частота радиосигнала, период спутника, максимальная длительность пролета над наземной станцией, проводятся оценки допустимого предела ошибки измерений. Для обработки измерений на одном пролете спутника над наземной станцией используются алгоритмы определения вектора состояния на основе модели невозмущенного движения, а на нескольких пролетах – алгоритмы определения орбиты на основе моделей возмущенного движения [2, 3]. Результатом начального определения является радиус-вектора положения $\mathbf{r}(t_i)$ и вектора скорости $\mathbf{V}(t_i)$ или орбитальные параметры на моменты времени $t_i$.

Мобильная оптическая система наблюдения Белорусского государственного университета представляет собой модульную интеграцию коммерчески доступных элементов во взаимосвязанные функциональные блоки: оптико-механическая подсистема (поворотное устройство, приемный датчик, оптическая часть), блок управления и архивации данных, модуль синхронизации времени, блок обработки данных. Измеряемые параметры (время, прямое восхождение и склонение) используются в алгоритмах начального определения орбиты спутника [4, 5] для расчета вектора состояния (радиус-вектора положения $\mathbf{r}(t_i)$, вектора скорости $\mathbf{V}(t_i)$ или орбитальных параметров на моменты времени $t_i$.). Программно-аппаратные возможности оптической системы позволяют обнаруживать действующие спутники и космический мусор, определять их орбитальные параметры и идентифицировать независимо от международных баз данных и систем контроля космического пространства.

## 2. Алгоритмы определения параметров орбиты по результатам измерений

Используя результаты начального определения вектора состояния малого космического аппарата (радиус-вектор положения $\mathbf{r}(t_i)$ и вектора скорости $\mathbf{V}(t_i)$ на моменты времени $t_i(t_1, t_N)$) на основе траекторных измерений над НСП [2–3] или мобильной оптической системы наблюдения [4–5], полученных на интервале времени $t_i(t_1, t_N)$ одного пролета рассчитываем орбитальные параметры МКА (наклонение $i(t_i.)$, долготу восходящего узла $\Omega(t_i.)$, аргумент перицентра $w(t_i.)$, среднее движение $n(t_i.)$, эксцентриситет орбиты $e(t_i.)$ и среднюю аномалию $M(t_i.)$) [1].

Затем для среднего момента времени $t_0$ из интервала $(t_1, t_N)$ определяем начальное приближение усредненных орбитальных параметров $i_0$, $\Omega_0$, $w_0$, $n_0$, $e_0$ путем усреднения на данном интервале, так на одном пролете их можно считать неизменными. Начальное приближение средней аномалии принимаем равным ее значению в момент времени $t_0$: $M_0 = M(t_0.)$. Дальше для формирования начального TLE файла определяем время эпохи TLE (Epoch), номер в системе NORAD (Number), усредненные значения первой ($n'$) и второй производной ($n''$) от среднего движения и коэффициента торможения SGP4-типа ($B_{star}$). Время эпохи TLE рассчитываем по формуле $\Delta t_0$:

$$\text{Epoch} = (\text{year}-2000)\cdot 1000+(\text{day})-1+\Delta t_0, \qquad (1)$$

где year и day – текущий год и день измерений, $\Delta t_0$ – интервал времени в днях от начала текущего дня до момента времени $t_0$.

Номер в системе NORAD берем из несуществующих в каталоге, например Number =99993. Из анализа базы данных TLE файлов МКА стандарта Cubesat за текущий месяц оцениваем усредненные значения $n', n''$, $B_{star}$. Записываем полученное начальное приближение TLE файла МКА.

Используя данные траекторных измерений, например доплеровские измерения НСП (время приема $t_i$ и скорость изменения наклонной дальности $\dot{\rho}_{эксп}(t_i)$) методом дифференциальной коррекции уточняем начальное приближение TLE файла МКА. В итерационной процедуре рассчитываем поправки орбитальных параметров $\Delta C = (\Delta i, \Delta\Omega, \Delta w, \Delta n, \Delta e, \Delta M)$:

$$\Delta C = (A^T A)\cdot A^T\cdot B, \qquad (2)$$

где $A = \begin{pmatrix} \partial\dot{\rho}_1/\partial n & \partial\dot{\rho}_1/\partial e & \partial\dot{\rho}_1/\partial i & \partial\dot{\rho}_1/\partial\Omega & \partial\dot{\rho}_1/\partial w & \partial\dot{\rho}_1/\partial M \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \partial\dot{\rho}_N/\partial n & \partial\dot{\rho}_N/\partial e & \partial\dot{\rho}_N/\partial i & \partial\dot{\rho}_N/\partial\Omega & \partial\dot{\rho}_N/\partial w & \partial\dot{\rho}_N/\partial M \end{pmatrix}$ – матрица частных производных скорости изменения наклонной дальности, рассчитываемая в модели SGP 4 на основе приближения TLE файла для каждого времени $t_i(t_1, t_N)$; $A^T$ – транспонированная матрица, B – матрица столбец невязок между расчетными значениями скорости изменения наклонной дальности в модели SGP 4 $\dot{\rho}(t_i)$ и измеренными $\dot{\rho}_{эксп}(t_i)$.

## 3. Результаты

Для МКА Red Panda-7 (стандарта Cubesat 3 U) для момента времени $t_0$ (18:05:50 05.06.2024) на основе начального вектора состояния в геоцентрической инерциальной системе координат: радиус-вектора положения $\mathbf{R_0} = (x_0, y_0\, z_0) = (-\ 3981{,}60;\ -1316{,}67;\ 5529{,}93$ км) и вектора скорости $\mathbf{V_0} = (V_{0x},\ V_{0y},\ V_{0z}) = (5{,}0690;\ 3{,}4376;\ 4{,}4561$ км/с) в численной модели возмущенного движения были рассчитаны, на интервале от 18:01:50 до 18:10:50 с равномерным шагом 20 с, в 19 точках скорости изменения наклонной дальности (с дополнительным наложением равномерного гауссова шума). Используя алгоритм определения параметров орбиты по результатам измерений (скорости изменения наклонной дальности) рассчитан TLE файл МКА Red Panda-7:

1 99993U 00000 24157.60752041 .00005424 00000+0 36039-3 0 1230
2 99993 97.6652 208.3834 0010018 222.4731 119.2161 15.02166880 025

TLE файл МКА был использован для прогнозирования движения в программе Previsat для получения оценки вектора состояния в момент времени $t_0$. Абсолютные ошибки прогнозирования координат не превосходили 0,09 км, а проекций скорости −0,004 км/с.

**Данные начального, расчетного вектора состояния по полученномуTLE файлу и абсолютные ошибки**

| | $x_0$, км | $y_0$, км | $z_0$, км | $V_{0x}$, км/с | $V_{0y}$, км/с | $V_{0z}$, км/с |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Начальный вектор состояния | − 3981,60 | − 1316,67 | 5529,93 | 5,0690 | 3,4376 | 4,4561 |
| Оценка вектора состояния по SGP модели | − 3981,51 | − 1316,69 | 5529,98 | 5,0692 | 3,4379 | 4,4567 |
| Абсолютная ошибка | 0,09 | −0,02 | 0,05 | 0,002 | 0,003 | -0,004 |

## Библиографические ссылки


1. *Vallado D. A.* Fundamentals of Astrodynamics and Applications (Fourth Edition). – Publisher: Microcosm Press Year, 2013. 1136 p.
2. Small Satellite Orbit Determination Using Single Pass Doppler Measurements / A. A. Spiridonov, [et al.] // IEEE Journal on Miniaturization for Air and Space Systems. 2022. Vol. 3 (4). P. 162–170.
3. Small Satellite Identification for multi-payload launch using Doppler Measurements / A. Spiridonov [et al.] // Proc. 2023 IEEE 10th International Workshop on Metrology for AeroSpace (MetroAeroSpace), Milan, Italy, 19-21 June 2023. Milan, 2023. P. 540–544.
4. Метод начального определения орбиты космического объекта по ограниченным данным угловых оптических измерений / В. С. Баранова [и др.] // Приборы и методы измерений. 2025. Т. 16, № 2. С. 121–132.
5. Метод определения высоты неизвестного космического объекта для оценки величины наклонной дальности в задачах вычисления орбит по угловым оптическим измерениям / В. С. Баранова [и др.] // Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2025. № 2. С. 4–18.

# Исследование информативности признаков нуклеотидных сайтов при обнаружении однонуклеотидных генетических полиморфизмов

**Д. Д. Сарнацкий, Н. Н. Яцков, В. В. Гринев**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: denisiussarnatski@gmail.com*

В работе представлены результаты исследования набора признаков нуклеотидных сайтов при определении генетических полиморфизмов с использованием методов машинного обучения. Исследована информативность признаков в применении к экспериментальным данным геномного секвенирования хромосомы 22 генома человека с добавлением гауссовского шума. Наиболее информативными характеристиками нуклеотидных сайтов являются признаки на основе чисел покрытий референсного нуклеотида и первого по убыванию нереференсного нуклеотида, а также *p*-величина теста биномиального распределения.

***Ключевые слова:*** однонуклеотидный генетический полиморфизм, информативность признаков нуклеотидных сайтов, машинное обучение.

# Study of the informativeness of nucleotide site features in the identification of single nucleotide genetic polymorphisms

**D. D. Sarnatski, M. M. Yatskou, V. V. Grinev**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: denisiussarnatski@gmail.com*

This paper presents the results of a study of nucleotide site features while identifying genetic polymorphisms using machine learning methods. The informativeness of the features was examined using genomic experimental sequencing data on chromosome 22 of the human genome with the addition of Gaussian noise. The most informative nucleotide site characteristics are features based on the numbers of coverage of the reference nucleotide and the first-in-decreasing non-reference nucleotide, as well as the p-value of the binomial distribution test.

***Keywords:*** single nucleotide genetic polymorphism, informativeness of nucleotide site features, machine learning.

## Введение

Методы флуоресцентной спектроскопии, применяемые в полнотранскриптомном секвенировании, позволяют точно установить нуклеотидные последовательности молекул ДНК [1, 2]. В живых организмах различия составов геномов обусловлены генетическими полиморфизмами [3, 4]. Важной задачей является определение сайтов однонуклеотидного генетического полиморфизма (SNP, от англ. single nucleotide polymorphism). Существующие статистические методы идентификации однонуклеотидных полиморфизмов требуют значительных вычислительных ресурсов и сложно применимы при анализе экспериментальных данных с высоким уровнем шума [5]. Применение методов машинного обучения позволяет повысить точность

определения сайтов SNP при увеличении шума в экспериментальных данных геномного секвенирования [6, 7]. При этом важной задачей является исследование информативности характеристик, или признаков, нуклеотидных сайтов при идентификации сайтов SNP с использованием методов машинного обучения [8]. В работе [8] выделены основные признаки нуклеотидных сайтов, информативность которых проанализирована на смоделированных данных. Логическим продолжением работы является исследование информативности признаков нуклеотидных сайтов на экспериментальных данных генома человека, в том числе при увлечении уровня экспериментального шума.

Целью работы является исследование информативности признаков нуклеотидных сайтов при определении генетических полиморфизмов по экспериментальным данным геномного секвенирования с использованием методов машинного обучения. Исследование информативности признаков нуклеотидных сайтов выполнено на данных секвенирования генома человека.

## 1. Признаки нуклеотидных сайтов

Рассмотрены данные геномного секвенирования нового поколения [4, 9], представленные числами покрытий нуклеотидных сайтов [7, 8]. Полный набор 23 признаков нуклеотидных сайтов включает такие характеристики как количества покрытий нуклеотидов, результаты статистического анализа покрытий, наиболее информативные атрибуты биологических аннотаций [3, 8]. Данный набор признаков может использоваться в общем случае, по результатам проведенного секвенирования некоторой аннотированной нуклеотидной последовательности.

Для применения в методах машинного обучения достаточно ограничиться набором из 14 признаков, таких как: $X_1$ – число прочтений референсного нуклеотида; $X_2 – X_4$ – отсортированные в порядке убывания числа покрытий нереференсных нуклеотидов; $X_5$ – энтропия нуклеотидного сайта; $X_6$ – $p$-величина теста о значимости энтропии сайта; $X_7$ – $p$-величина теста биномиального распределения; $X_8$ – $p$-величина точного теста Фишера; $X_9$ – $p$-величина теста Пуассона; $X_{10}$ – логарифм вероятности ошибки в прочтениях; $X_{11}$ – дисперсия в позициях прочтений, где встречается вариантный (нереференсный) аллель; $X_{12}$ – средняя позиция в прочте-ниях, где встречается вариантный (нереференсный) аллель; $X_{13}$ – индикатор, указывающий совпадает ли нуклеотид с максимальным количеством покрытий с референсным основанием; $X_{14}$ – индикатор, указывающий на числа почтений для референсного и нереференсных нуклеотидов.

## 2. Методика отбора информативных признаков

Предложена методика отбора информативных признаков, исключающая малоинформативные атрибуты при выполнении набора последовательных условий: значение коэффициента корреляции Пирсона между парами признаков более 0,85; мера характеристик с высокой мультиколлинеарностью *VIF* (Variance Inflation Factor) [10] выше 5; оценка меры взаимной информативности между признаками относительно

целевой переменной менее 0,1; $L_1$ регуляризация устанавливает коэффициент значимости 0; значимость признака в модели случайного леса, по мере критерия прироста информации на основе индекс Джинни, менее 0,1 от значимости наиболее информативного атрибута; учет признака ведет к приросту точности классификации не более чем на 0,005 [11, 12].

Данная методика позволяет отобрать независимые и информативные признаки при идентификации сайтов SNP с использованием методов машинного обучения.

## 3. Результаты

Задачей проведения вычислительного эксперимента является исследование информативности признаков и оценка времени работы алгоритмов генерации признаков. В вычислительном эксперименте рассмотрены эталонные данные о хромосоме 22, полученные консорциумом GIAB [13]. Набор данных содержит характеристики 29 633 768 нуклеотидных сайтов, из которых 36 150 истинно идентифицированные сайты SNP.

Разработаны и программно реализованы на языках программирования R и C++ алгоритмы генерации и оценки информативности 14 признаков нуклеотидных сайтов при решении задачи определения сайтов однонуклеотидных полиморфизмов с использованием методов машинного обучения на экспериментальных данных секвенирования хромосомы 22 генома человека. На рис. 1 представлены гистограммы распределений исследуемых признаков и аппроксимирующие их функции.

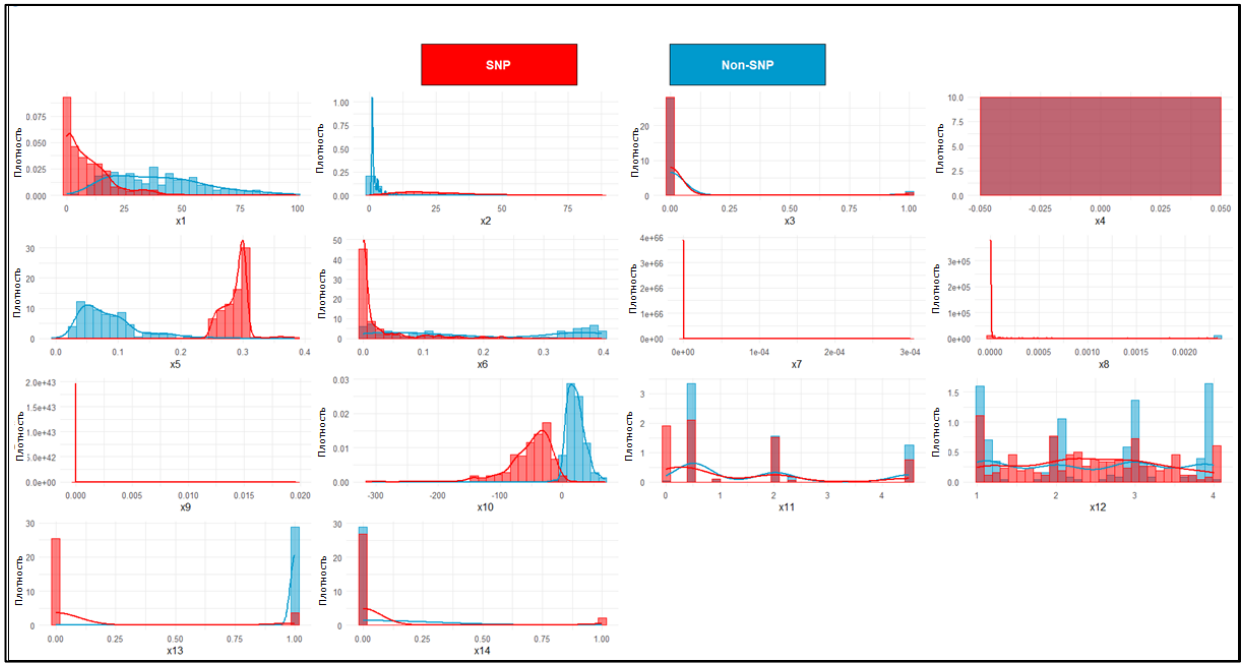



*Рис. 1.* Гистограммы 14 признаков и аппроксимирующие их функции для SNP и не SNP сайтов

В соответствии с разработанной методикой отбора, как сильно коррелированные, исключены признаки $X_5$, $X_6$, $X_9$, и $X_{10}$, по мере взаимной информативности – $X_3$,

$X_4$ и $X_{14}$, по $L_1$ регуляризации – $X_{13}$, по критерию важности в методе случайного леса – $X_{12}$, в результате выполнения алгоритма обратного отбора признаков с 5-ти кратной перекрёстной проверкой – $X_1$, $X_2$, $X_8$ и $X_{11}$. В результате отобран признак $X_7$ – $p$-величина теста биномиального распределения.

Важным свойством реализованных алгоритмов является их шумоустойчивость [5, 14]. Проведен вычислительный эксперимент с добавлением гауссового шума. Для исследования методики отбора признаков на зашумленном наборе данных в каждый нуклеотидный канал добавлен небольшой аддитивный гауссовский шум с параметрами $m = 0$ и $\sigma = 5$. В результате применения разработанной методики отбора информативных признаков выделены 2 признака – числа покрытий референсного нуклеотида $X_1$ и первого по убыванию нереференсного нуклеотида $X_2$. Диаграмма расположения нуклеотидных сайтов в пространке признаков $X_1$ и $X_2$ представлена на рис. 2.

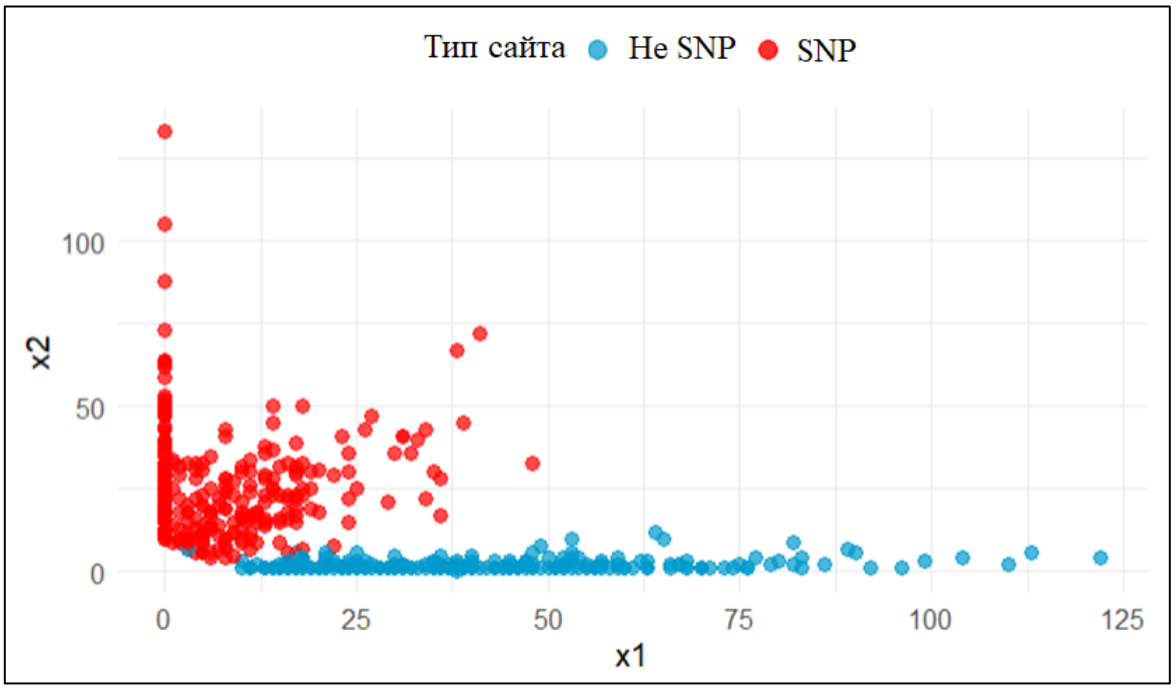



*Рис. 2.* Диаграмма расположения нуклеотидных сайтов в пространке признаков $X_1$ и $X_2$

Одним из критериев оценки эффективности разработанных алгоритмов является время их работы. Вычисления проведены на ПК, оснащенным 12-ядерным процессором Ryzen 9 5900X. Реализованы распараллеленные варианты вычислительных процедур – с использованием R пакетов parallel, Rcpp и RcppParallel. Преимущество распараллеленной RcppParallel-реализации над распараллеленной R-реализацией составляет порядка 10 раз. Время работы алгоритмов генерации признаков сопоставимо с временем работы классических статистических методов идентификации нуклеотидных сайтов.

## 4. Заключение

Разработаны и программно реализованы алгоритмы генерации 14 признаков нуклеотидных сайтов. Проведено исследование информативности признаков нуклеотидных сайтов при определении генетических полиморфизмов с использованием методов машинного обучения на экспериментальных данных секвенирования хромосомы 22 генома человека с учетом добавления гауссовского шума. Определены наиболее информативные признаки – числа покрытий референсного нуклеотида и первого по убыванию нереференсного нуклеотида, *p*-величина теста биномиального распределения.

Программные реализации алгоритмов выделения признаков нуклеотидных сайтов распараллелены. Преимущество распараллеленной RcppParallel-реализации над распараллеленной R-реализацией составляет порядка 10 раз.

## Библиографические ссылки


1. *Lakowicz J. R.* Principles of Fluorescence Spectroscopy. 3rd ed. New York : Springer, 2006.
2. *Demchenko A. P.* Introduction to Fluorescence Sensing. Volume 1: Materials and Devices. 3rd ed. Cham, Switzerland : Springer, 2020.
3. *Sung W.-K.* Algorithms for Next-Generation sequencing. 1st ed. Chapman & Hall/CRC, 2017.
4. *Kappelmann-Fenzl M., ed.* Next Generation Sequencing and Data Analysis. Cham : Springer, 2021.
5. Identification of single nucleotide genetic polymorphism sites using machine learning methods / M. M. Yatskou [et al.] // Advances in Transdisciplinary Engineering. 2023. Vol. 42. P. 1031–1037.
6. Simulation modelling for machine learning identification of single nucleotide polymorphisms in human genomes / M. M. Yatskou [et al.] // Pattern Recognition and Information Processing (PRIP’2023) : Proc. of the 16th Intern. Conf., Minsk, 17–19 Oct. 2023. – Minsk : BSU, 2023. P. 49–53.
7. *Yatskou M. M.* Simulation modelling of single nucleotide genetic polymorphisms / M. M. Yatskou , V. V. Apanasovich , V. V. Grinev // Journal of the Belarusian State University. Mathematics and Informatics. 2024. Vol. 2. P. 104–112.
8. *Сарнацкий Д. Д.* Исследование информативности признаков нуклеотидных сайтов при определении генетических полиморфизмов с использованием методов машинного обучения / Д. Д. Сарнацкий, Н. Н. Яцков, В. В. Гринев // Информационные технологии и системы 2024 (ITS 2024): материалы международной научной конференции, Минск, 20 ноября 2024 г. – Минск : БГУИР, 2024. С. 69-70.
9. *Masoudi-Nejad A.* Next Generation Sequencing and Sequence Assembly. Methodologies and Algorithms / A. Masoudi-Nejad, Z. Narimani, N. Hosseinkhan. – New York : Springer, 2013.
10. *Marquardt D. W.* Generalized Inverses, Ridge Regression, Biased Linear Estimation, and Nonlinear Estimation // Technometrics.1970. Vol. 12(3). P. 591–612.
11. *Hastie T.* The Elements of Statistical Learning. Data Mining, Inference, and Prediction. 2nd ed. / T. Hastie, R. Tibshirani, J. Friedman. – New York : Springer, 2009.
12. *Murphy K. P.* Probabilistic Machine Learning, London : The MIT Press, 2022.
13. An open resource for accurately benchmarking small variant and reference calls / J. M. Zook [et al] // Nature Biotechnology. 2019. Vol. 37(5). P. 561–566.
14. *Яцков Н. Н.* Программный комплекс для имитационного моделирования сайтов однонуклеотидного генетического полиморфизма / Н. Н. Яцков, [и др.] // Информатика. 2025. Т. 22(2). С. 81–94.

# Имитационное моделирование сайтов однонуклеотидных генетических полиморфизмов в молекулах ДНК

**Д. Д. Сарнацкий, Н. Н. Яцков, В. В. Гринев**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: denisiussarnatski@gmail.com*

В работе представлены результаты исследования алгоритмов имитационного моделирования сайтов однонуклеотидных генетических полиморфизмов в нуклеотидных последовательностях молекул ДНК с учетом параметрического и непараметрического способов определения функций распределений вероятностей при воспроизведении чисел покрытий нуклеотидных сайтов. Сравнительный анализ алгоритмов имитационного моделирования выполнен на экспериментальных данных генома человека.

***Ключевые слова:*** молекулы ДНК, однонуклеотидный генетический полиморфизм, имитационное моделирование.

# Simulation modelling of single nucleotide genetic polymorphism sites in DNA molecules

**D. D. Sarnatski, M. M. Yatskou, V. V. Grinev**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: denisiussarnatski@gmail.com*

This paper presents the results of a study of simulation algorithms for the modelling of single nucleotide polymorphism sites in DNA nucleotide sequences, taking into account parametric and nonparametric methods for determining probability distribution functions for reproducing nucleotide site coverage numbers. A comparative analysis of the simulation algorithms was performed using experimental data from the human genome.

***Keywords:*** DNA molecules, single nucleotide genetic polymorphism, simulation modelling.

## Введение

Методы экспериментальной флуоресцентной спектроскопии используются при секвенировании молекул ДНК [1-3]. Секвенирование генома человека позволяет одновременно идентифицировать множество сайтов однонуклеотидного генетического полиморфизма (SNP, от англ. single nucleotide polymorphism), имеющих диагностическую или прогностическую значимость в отношении многих заболеваний человека [4, 5]. Имитационное моделирование сайтов SNP позволяет предсказывать и изучать влияние генетических вариаций на фенотипы, заболевания и ответы на лекарственные препараты. Использование статистических оценок экспериментальных распределений в имитационных моделях генетических вариаций позволяет моделировать данные, близкие к экспериментальным [6]. В работах [6, 7] представлены имитационные модели, в основе которых лежит использование заданных функций распределений вероятностей (параметрический способ моделирования). Основным ограничением моделей является понижение точности модели-

рования при несоответствии подобранных распределений экспериментальным характеристикам регистрируемых прочтений нуклеотидных сайтов. Возможным способом устранения ограничения является учет экспериментальных гистограмм чисел покрытий нуклеотидных сайтов в качестве законов распределений (непараметрический способ моделирования) [8].

Целью данной работы является разработка и исследование имитационных моделей сайтов однонуклеотидных генетических полиморфизмов в нуклеотидных последовательностях молекул ДНК с учетом параметрического и непараметрического способов определения функций распределений вероятностей при воспроизведении чисел покрытий нуклеотидных сайтов. Сравнительный анализ алгоритмов имитационного моделирования выполнен на экспериментальных данных генома человека.

## 1. Имитационное моделирование сайтов нуклеотидных последовательностей

Имитационное моделирование нуклеотидных последовательностей молекул ДНК производится по экспериментальным данным, в предположении подчинения основных характеристик данных, а именно – чисел покрытий нуклеотидных сайтов, некоторым законам распределений вероятностей [6, 7]. Идея моделирования состоит в случайной генерации $N_{\mathrm{SNP}}$ позиций SNP сайтов в последовательности рассматриваемой молекулы $S$, состоящей из $N$ нуклеотидных сайтов, для каждого из которых числа покрытий в референсном канале $R$ и трех нереференсных $N_1$, $N_2$, $N_3$ воспроизводятся с учетом корреляционных взаимосвязей между каналами в соответствии с заданным законом распределения. Блок-схема алгоритма моделирования сайтов нуклеотидных последовательностей молекул ДНК с учетом однонуклеотидных полиморфизмов представлена на рис. 1.

Предложенный алгоритм позволяет воспроизводить наборы данных максимально приближенные к экспериментальным условиям, задаваемыми числами покрытий и законами их распределений, количеством полиморфных сайтов. Повысить точность моделирования можно с помощью подбора наиболее точного закона распределения или использования экспериментальных гистограмм характеристик нуклеотидных сайтов в качестве законов распределений.

В работе рассмотрены три подхода имитационного моделирования – с использованием параметрического и непараметрического способов определения функций распределений, в том числе статистического метода бутстрапирования, основанного на построении эмпирических функций распределений по (бутстра-повским) выборкам из анализируемых данных [9]. Для параметрического имитационного моделирования выбраны нормальное, бета-, гамма-, Вейбула и полиномиальное распределения, параметры которых оцениваются по экспериментальным данным. Для параметрического имитационного моделирования рассмотрены экспериментальные гистограммы, представляющие собой эмпирические функции распределения числе нуклеотидах покрытий в качестве оценок неизвестных распределений.

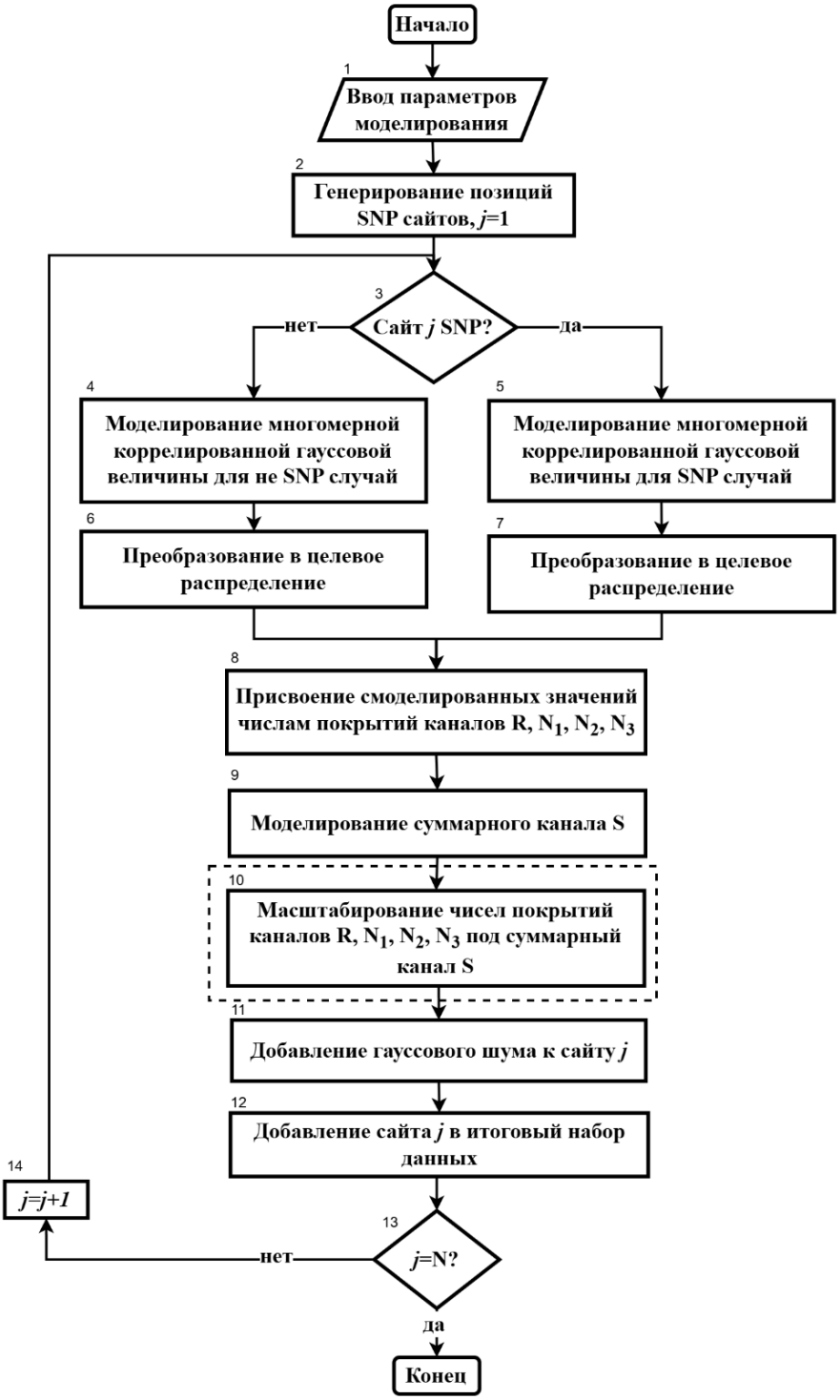



*Рис. 1.* Блок-схема алгоритма моделирования сайтов нуклеотидных последовательностей молекул ДНК с учетом однонуклеотидных полиморфизмов

## 2. Организация вычислительного эксперимента

В вычислительном эксперименте рассмотрены эталонные данные о хромосоме 22, полученные консорциумом GIAB [10]. Набор данных содержит характеристики 29 633 768 нуклеотидных сайтов, из которых 36 150 истинно идентифицированные

сайты SNP. При параметрическом моделировании выполняется анализ экспериментальных характеристик набора данных хромосомы 22 с целью определения наиболее точного закона распределения и оценки его параметров, при непараметрическом – построение экспериментальных гистограмм чисел нуклеотидных покрытий, при бутстрапировнии – построение эмпирических функций распределений по бутстраповским выборкам. Смоделированы наборы данных по 40 000 сайтов, в каждом из которых 20 000 сайтов SNP.

Для сравнения разработанных имитационных моделей используются графики соответствия смоделированных и экспериментально верифицированных плотностей распределений чисел покрытий нуклеотидных сайтов и точность восстановления коэффициентов линейных корреляций между каналами покрытий нуклеотидных сайтов.

### 3. Результаты

На языке программирования R реализованы алгоритмы имитационных моделей нуклеотидных последовательностей молекул ДНК с учетом параметрического и непараметрического способов определения функций распределений вероятностей при воспроизведении чисел покрытий нуклеотидных SNP и не SNP сайтов. Среди параметрических распределений наиболее точно аппроксимируют экспериментальные данные хромосомы 22 полиномиальное распределение (полином 12-й степени). Проведено исследование реализованных алгоритмов имитационного моделирования. Графики смоделированных и экспериментальных гистограмм чисел покрытий нуклеотидных сайтов представлены на рис. 2.

Наиболее точные воспроизведения исследуемых характеристик моделируемых покрытий сайтов в различных нуклеотидных каналах и линейных статистических взаимосвязей между каналами получены для метода бутстрапирования. Основными недостатками данного способа моделирования являются невозможность генерации наборов данных при исследовании специальных экспериментальных условий, труднореализуемых на практике, и необходимость использования полного набора экспериментальных данных.

К преимуществам параметрического моделирования можно отнести шумоустойчивость, интерпретируемость, вычислительную эффективность и удобство настройки параметров моделирования, в том числе при исследовании специальных экспериментальных условий. Недостатки – сложность учета и невысокая точность воспроизведения статистических взаимосвязей между нуклеотидными каналами.

При непараметрическом моделировании важно отметить довольно точное воспроизведение покрытий отдельных каналов, в том числе лучшее, в сравнении с параметрическим моделированием, генерирование статистических корреляций между нуклеотидными каналами. Основные недостатки – неточное воспроизведение суммарного канала для SNP сайтов, степенная вычислительная эффективность, отсутствие шумоустойчивости и необходимость использования полного набора экспериментальных данных.

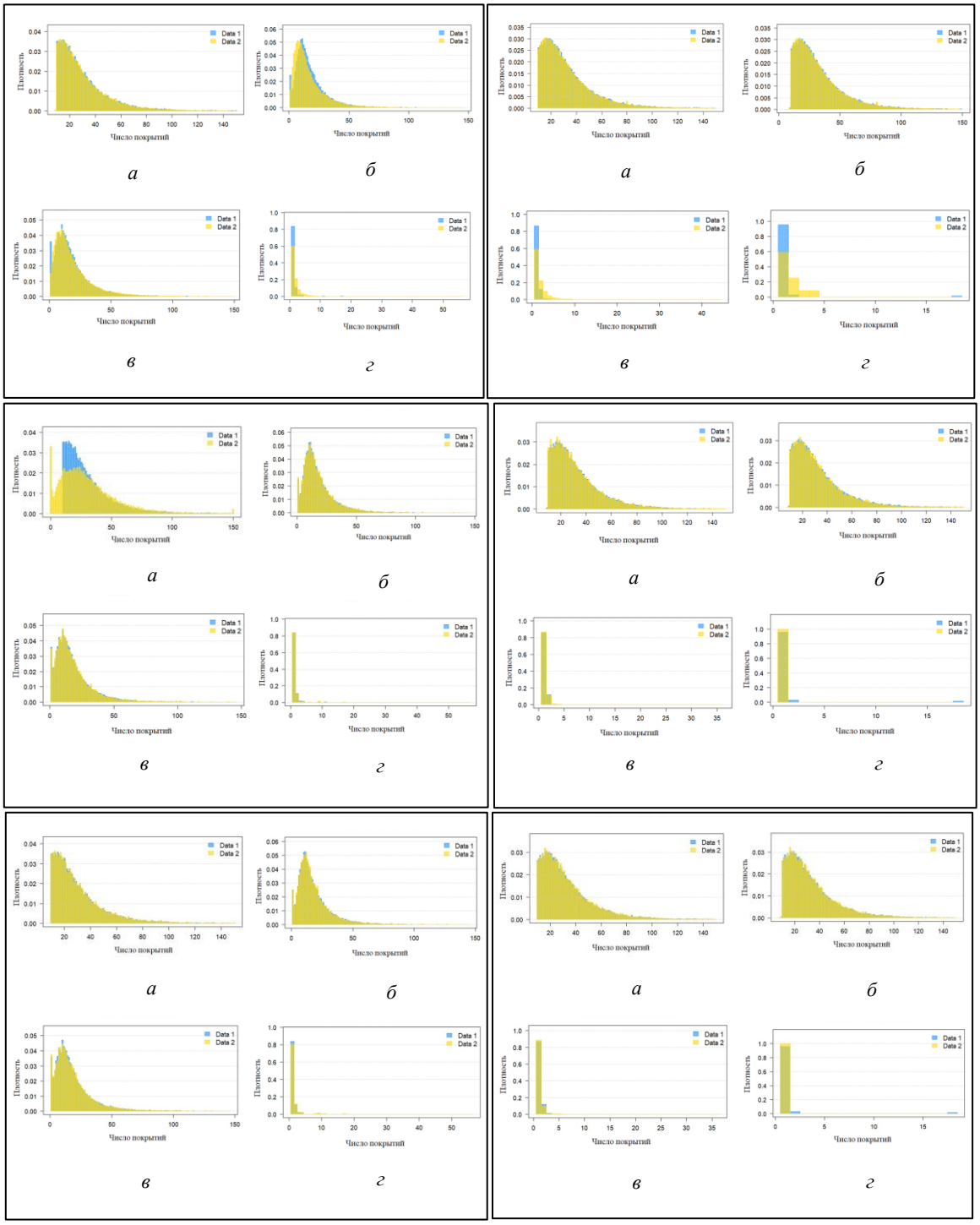



*Рис. 2.* Гистограммы экспериментальных (Data1) и смоделированных (Data2) данных для SNP (колонка слева) и не SNP (колонка справа) сайтов. *Ряды рисунков 1-3* – результаты параметрического, непараметрического и бутстрап-моделирования соответственно;
*а* – суммарный канал; *б* – референсный канал; *в* – 1-й нереференсный канал;
*г* – 2-й нереференсный канал

## 4. Заключение

Реализованы эффективные алгоритмы имитационного моделирования сайтов однонуклеотидных генетических полиморфизмов в нуклеотидных последовательностях молекул ДНК с учетом параметрического и непараметрического способов определения функций распределений вероятностей при воспроизведении чисел покрытий нуклеотидных сайтов. Проверка адекватности разработанных моделей и сравнительный анализ точности моделирования выполнены на примере набора эталонных данных о хромосоме 22, полученных консорциумом GIAB. Наиболее точно воспроизводящим экспериментальные гистограммы чисел покрытий сайтов и статистические взаимосвязи между нуклеотидными каналами является метод бутстрапирования.

Разработанные алгоритмы имитационного моделирования могут использоваться для генерации синтетических данных по экспериментальным данным или самостоятельно с целью всестороннего тестирования и выбора наилучших алгоритмов идентификации сайтов однонуклеотидных полиморфизмов, а также для генеративного моделирования данных с целью обучения алгоритмов идентификации на основе методов машинного обучения [11, 12].

## Библиографические ссылки


1. *Lakowicz J. R.* Principles of Fluorescence Spectroscopy. 3rd ed. New York : Springer, 2006.
2. *Demchenko A. P.* Introduction to Fluorescence Sensing. Volume 1: Materials and Devices. 3rd ed. Cham, Switzerland : Springer, 2020.
3. *Masoudi-Nejad A.* Next Generation Sequencing and Sequence Assembly. / A. Masoudi-Nejad, Z. Narimani, N. Hosseinkhan // Methodologies and Algorithms, New York : Springer, 2013.
4. *Sung W.-K.* Algorithms for Next-Generation sequencing. 1st ed. Chapman & Hall/CRC, 2017.
5. *Kappelmann-Fenzl M., ed.* Next Generation Sequencing and Data Analysis. Cham : Springer, 2021.
6. *Yatskou M. M.* Simulation modelling of single nucleotide genetic polymorphisms / M. M. Yatskou , V. V. Apanasovich , V. V. Grinev // Journal of the Belarusian State University. Mathematics and Informatics. 2024. Vol. 2. P. 104–112.
7. *Сарнацкий Д. Д.* Имитационная модель генерации сайтов однонуклеотидного полиморфизма в молекулах ДНК человека / Д. Д. Сарнацкий, Н. Н. Яцков, В. В. Гринев // Компьютерные технологии и анализ данных (CTDA’2024) : материалы IV Междунар. науч.-практ. конф., Минск, 25–26 апр. 2024 г. – Минск : БГУ, 2024. С. 265–268.
8. Simulation modelling for machine learning identification of single nucleotide polymorphisms in human genomes / M. M. Yatskou [et al] // Pattern Recognition and Information Processing (PRIP’2023) : Proc. of the 16th Intern. Conf., Minsk, 17–19 Oct. 2023. – Minsk : BSU, 2023. P. 49–53.
9. *Efron B.* Bootstrap methods: Another look at the jackknife // The Annals of Statistics. 1979. Vol. 7(1). P. 1–26.
10. An open resource for accurately benchmarking small variant and reference calls / N. D. Olson [et al] // Nature Biotechnology. 2019. Vol. 37(5). P. 561–566.
11. *Яцков, Н. Н.* Генеративное имитационное моделирование сложных биофизических систем / Н. Н. Яцков, В. В. Апанасович, В. Н. Яцков // Компьютерные технологии и анализ данных (CTDA’2024): материалы IV Междунар. науч.-практ. конф., Минск, 25–26 апр. 2024 г. – Минск : БГУ, 2024. С. 211–214.
12. Identification of single nucleotide genetic polymorphism sites using machine learning methods / M. M. Yatskou [et al] // Advances in Transdisciplinary Engineering. 2023. Vol. 42. P. 1031–1037.

# Фотосенсибилизирующее действие амфотерицина В в отношении штамма бактерий *Escherichia coli* М-17

**Р. К. Нагорный, А. В. Микулич, Т. С. Ананич, Н. Д. Прокопенко, А. Н. Собчук, А. И. Третьякова, Л. Г. Плавская, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, А. Л. Шмитько, В. Ю. Плавский**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: r.nagorny@ifanbel.bas-net.by*

Установлено, что противогрибковый антибиотик амфотерицин В может использоваться в качестве фотосенсибилизатора за счет образования синглетного кислорода под действием излучения синей области спектра. Определены параметры оптического излучения (длина волны $\lambda = 403$ нм, плотность мощности – 65,0 мВт/см$^2$, доза – 39,0 Дж/см$^2$), обеспечивающие полную инактивацию клеток модельного штамма бактерий *Escherichia coli* М-17 при исходном титре в суспензии $1{,}5\times10^6$ КОЕ/мл.

***Ключевые слова:*** амфотерицин В; фотосенсибилизатор; антибиотикорезистентность; фотодинамическая терапия; *Escherichia coli* М-17

# Photosensitizing effect of amphotericin B against the bacterial strain *Escherichia coli* M-17

**R. K. Nahorny, A. V. Mikulich, T. S. Ananich, N. D. Prokopenko, A. N. Sobchuk, A. I. Tretyakova, L. G. Plavskaya, S. V. Yakimchuk, I. A. Leusenko, A. L. Shmitko, V. Y. Plavskii**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: r.nagorny@ifanbel.bas-net.by*

It has been established that the antifungal antibiotic amphotericin B can be used as a photosensitizer due to the formation of singlet oxygen under the influence of radiation from the blue spectral region. The parameters of optical radiation (wavelength $\lambda = 403$ nm, power density – 65,0 mW/cm$^2$, dose – 39,0 J/cm$^2$) that ensure complete inactivation of cells of the model bacterial strain *Escherichia coli* M-17 with an initial titer in the suspension of $1{,}5\times10^6$ CFU/ml have been determined.

***Keywords:*** amphotericin B; photosensitizer; antibiotic resistance; photodynamic therapy; *Escherichia coli* M-17

## Введение

Интенсивное использование антибиотиков в медицине и сельском хозяйстве привело к широкому распространению устойчивых к ним штаммов патогенных микроорганизмов, что в настоящее время является причиной смерти 700 000 человек в год с тенденцией увеличения ежегодного числа жертв до 10 миллионов к 2050 году в случае непринятия экстренных мер. Поэтому разработка новых способов подавления патогенных микроорганизмов является важнейшей задачей медицины [1, 2].

Одним из перспективных методов повышения антимикробного действия антибиотиков является использование их в качестве фотосенсибилизаторов.

Преимуществами данного подхода являются отсутствие механизмов резистентности у патогенных микроорганизмов к повреждающему действию активных форм кислорода (АФК), образующихся в результате действия оптического излучения на фотосенсибилизатор, и возможность расширения сферы применения препаратов [3, 4]. Например, противогрибковый антибиотик амфотерицин В, при его использовании в качестве фотосенсибилизатора, может быть применен в лечении гнойных и инфицированных ран, характеризующихся поражением как грибковой, так и бактериальной этиологии.

Цель настоящей работы – изучение фотосенсибилизирующего действия противогрибкового антибиотика амфотерицина В в отношении модельного штамма бактерий *Escherichia coli* М-17.

## 1. Материалы и методы

В исследованиях применяли суточную культуру *E. coli* М-17, выращенную в жидкой питательной среде «Бульон питательный» по ТУ BY 190612056.162-2011 до титра колониеобразующих единиц (КОЕ) $1{,}0\times10^8$ КОЕ/мл, который устанавливали чашечным методом Коха [5]. Культуру трижды осаждали путем центрифугирования (5 мин, 6000 об/мин) и ресуспендировали в физиологическом растворе с получением титра $1{,}5\times10^6$ КОЕ/мл. Изучение фотодинамического действия амфотерицина В в отношении штамма бактерий *E. coli* М-17 осуществляли с использованием лазерного источника с максимумом испускания на длине волны $\lambda = 403$ нм. Облучение суспензии с титром клеток *E. coli* М-17 $1{,}5\times10^6$ КОЕ/мл объемом 1,0 мл проводили в кварцевых кюветах размером 10×10×40 мм.

Величину фотобиологического эффекта характеризовали, контролируя число КОЕ штамма бактерий *E. coli* М-17 и собственную хемилюминесценцию клеток в суспензии после предварительного облучения. Хемилюминесцентным методом определяли участие АФК (супероксиданион-радикал, перекись водорода и гидроксильный радикал), локализованных во внеклеточном и внутриклеточном пространстве, в фотоповреждении клеток [6]. Параметры свечения клеток штамма бактерий *E. coli* М-17 измерены на хемилюминометре Lum 5773 (ДИСофт, Россия) в режиме счета фотонов через 24 с после прекращения облучения при 22 °С и спектральной чувствительности 300 – 650 нм. Сигнал хемилюминесценции оценивали по светосумме ($S_{Хл}$) – площади под кривой интенсивности свечения в течение 5 мин после начала регистрации. Для определения типа АФК к суспензиям клеток за 10 мин до облучения добавляли по 11,0 мкл одного из тушителей АФК: азида натрия – тушителя синглетного кислорода, пирувата натрия – перехватчика перекиси водорода, маннитола – перехватчика гидроксильных радикалов. Тушители вносили в суспензии клеток с красителем до концентраций 10,0 мМ для азида натрия и пирувата натрия, 40,0 мМ для маннитола. Суспензии клеток с тушителями и перехватчиками АФК облучали в течение 3 мин ($\lambda = 403$ нм, плотность мощности 50,0 мВт/см$^2$) и оценивали их влияние на светосумму.

## 2. Результаты и обсуждение

Установлено, что оптическое излучение с длиной волны $\lambda = 403$ нм оказывает выраженное ингибирующее действие на культуру *E. coli* М-17 за счет эндогенных фотосенсибилизаторов. Титр клеток исследуемого штамма бактерий снижался в

результате облучения при плотностях мощности излучения 65,0 и 130,0 мВт/см$^2$ за 40 минут на 73,3 % и 98,7 %, соответственно (рис. 1).

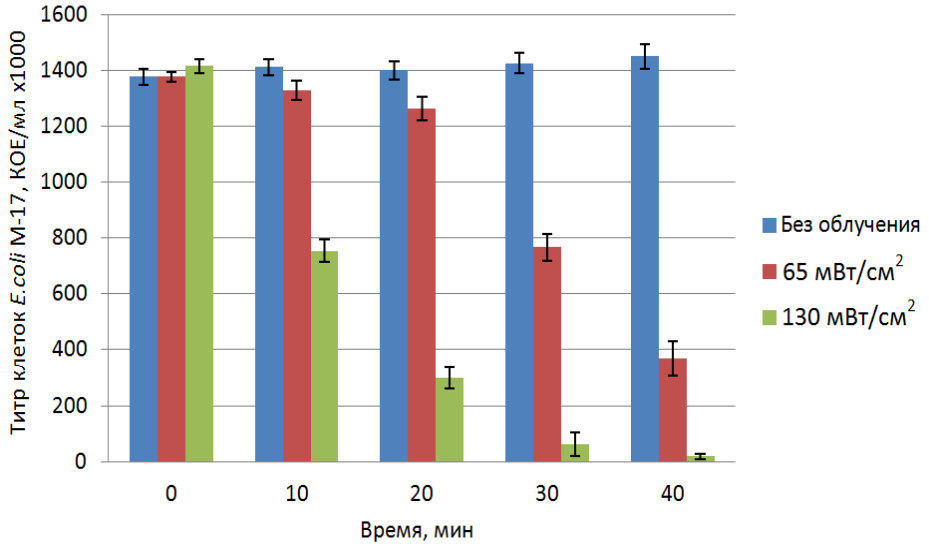



*Рис. 1*. Динамика титра жизнеспособных клеток штамма *E. coli* M-17 в результате действия оптического излучения λ = 403 нм при плотностях мощности 65,0 и 130,0 мВт/см$^2$

Оценена эффективность применения амфотерицина В (10,0 мг/л) в качестве фотосенсибилизатора совместно с оптическим излучением (λ = 403 нм) с плотностью мощности 65,0 мВт/см$^2$. Показано, что сочетание антибиотика и излучения позволяет существенно усилить инактивацию культуры *E. coli* M-17 – снижение числа КОЕ на 96,7 % наблюдалось через 10 минут воздействия (рис. 2).

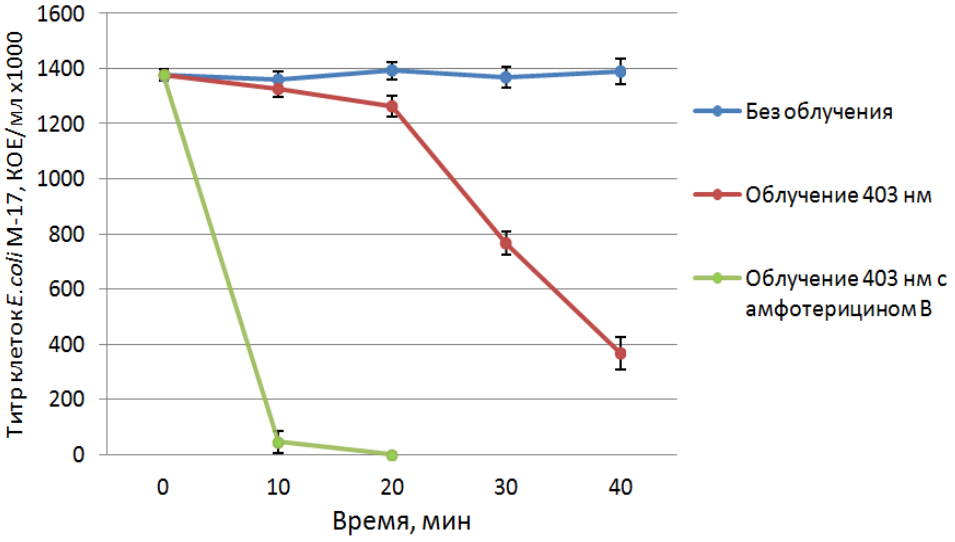



*Рис. 2*. Динамика титра жизнеспособных клеток штамма *E. coli* M-17 в результате действия оптического излучения λ = 403 нм при плотности мощности 65 мВт/см$^2$ и действия излучения в присутствии амфотерицина В

Для выяснения механизма фотохимических процессов, сенсибилизированных амфотерицином В, изучена динамика изменения светосуммы хемилюминесценции в зависимости от плотности мощности воздействующего излучения (рис. 3).

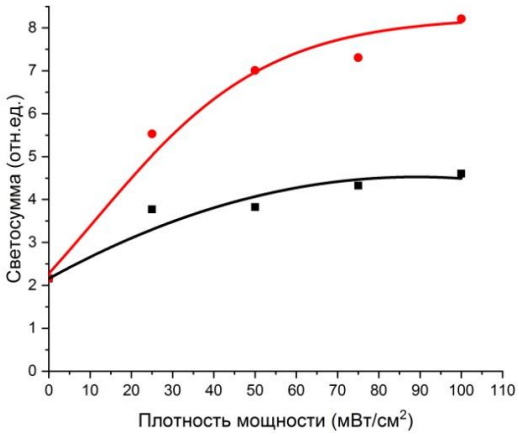
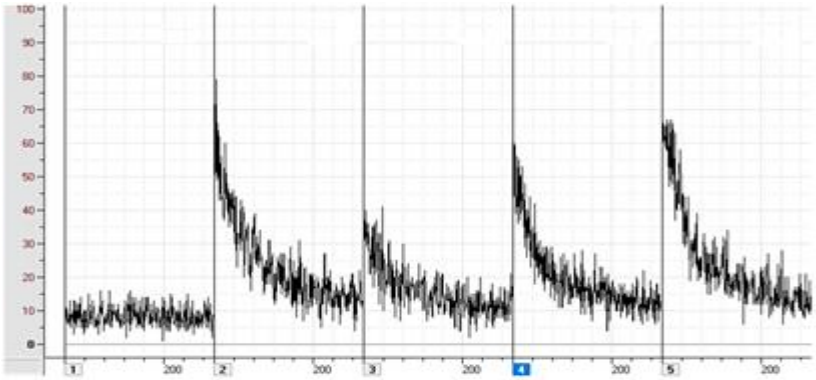



*Рис. 3*. Зависимость светосуммы хемилюминесценции от плотности мощности излучения (λ = 408 нм), воздействующего в течение *t* = 3 мин на суспензию клеток *E. coli* M-17 (1) и *E. coli* M-17 с амфотерицином В (2)

Для обоих суспензий характерно быстрое увеличение светосуммы хемилюминесценции до плотности мощности излучения 50,0 мВт/см$^2$ и падение скорости увеличения сигнала с увеличением интенсивности излучения до 100,0 мВт/см$^2$, что, вероятно, связано с конкуренцией двух процессов: светоиндуцированного образования первичных и вторичных АФК при фотовозбуждении амфотерицина В (кривая 2) и эндогенных красителей (кривая 1), а также тушения АФК при их взаимодействии с клетками и водой.

Исследовано влияние специфических тушителей (перехватчиков) АФК на величину фотобиологического эффекта (рис.  4).



*а* *б* *в* *г* *д*

*Рис. 4*. Влияние тушителей АФК на хемилюминесценцию суспензии клеток *E. coli* с амфотерицином В:
*а*) клетки E.coli с амфотерицином В до облучения;
*б*) клетки с амфотерицином В после облучения;
*в*) клетки с амфотерицином В после облучения в присутствии 10 мМ азида натрия;
*г*) клетки с амфотерицином В после облучения в присутствии 10 мМ пирувата натрия;
*д*) клетки с амфотерицином В после облучения в присутствии 40 мМ маннитола.

Внесение азида натрия в суспензию клеток с амфотерицином В перед облучением привело к снижению светосуммы хемилюминесценции (в облученных в присутствии амфотерицина В образцах светосумма хемилюминесценции превышала соответствующий сигнал для образцов, облученных в присутствии как амфотерицина В, так и азида натрия, в 2 раза), что свидетельствует о роли синглетного кислорода в фотосенсибилизированном повреждении клеток *E. coli* М-17.

Кинетические кривые хемилюминесценции образцов, облученных в присутствии маннитола, практически не отличаются от варианта облучения суспензии клеток без добавок, что свидетельствует об отсутствии вклада гидроксильных радикалов в повреждение клеток. Внесение в облучаемую суспензию перехватчика перекиси водорода пирувата натрия показало, что вклад данного типа АФК в фотоповреждение микробных клеток слабо выражен.

## Заключение

Исследование фотосенсибилизирующего действия амфотерицина В в отношении штамма бактерий *E. coli* М-17 позволило установить, что данный антибиотик может использоваться в качестве фотосенсибилизатора за счет образования синглетного кислорода под действием излучения синей области спектра. Оптимизированы параметры оптического излучения (длина волны $\lambda$ = 403 нм, плотность мощности – 65,0 мВт/см$^2$, энергетическая доза – 39,0 Дж/см$^2$) и концентрация фотосенсибилизатора (10,0 мг/л), обеспечивающие инактивацию культуры *E. coli* М-17. Полученные данные могут быть использованы для создания новых подходов в лечении комбинированных инфекционных поражений с применением амфотерицина В.

## Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф25В-010).

## Библиографические ссылки

1. *Larsson D. G. J., Flach CF.* Antibiotic resistance in the environment // Nat. Rev. Microbiol. 2022. Vol. 20. P. 257–269.
2. Bacterial antibiotic resistance: the most critical pathogens / G. Mancuso [et al.] // Pathogens. 2021. Vol. 10, iss. 10. P. 1310.
3. Photodynamic disinfection and its role in controlling infectious diseases / R. T. Aroso [et al.] // Photochemical & Photobiological Sciences. 2021. Vol. 20, iss. 11. P. 1497–1545.
4. *Hamblin M. R., Abrahamse H.* Tetracyclines: light-activated antibiotics? // Future Med Chem. 2019. Vol. 11, iss. 18. P. 2427–2445.
5. *Лысак В. В.* Микробиология. Практикум: пособие / В. В. Лысак, Р. А. Желдакова, О. В. Фомина. – Мн. : БГУ, 2015.
6. *Владимиров Ю. А., Проскурина Е. В.* Свободные радикалы и клеточная хемилюминесценция // Успехи биол. химии. 2009. Т. 49. С. 341–388.

# Концепция устройства для регистрации дефектов зубной эмали

**А. А. Рыжевич[1, 2], И. В. Балыкин[1], Т. А. Железнякова[2], И. П. Коваленко[3]**

*[1] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by*
*[2] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*[3] Институт повышения квалификации и переподготовки кадров здравоохранения учреждения образования "Белорусский государственный медицинский университет", Минск, Беларусь*

Предложена концепция полуавтоматического лазерного устройства для обнаружения и регистрации дефектов зубной эмали человека in vivo. Работа устройства основана на свойстве нерасходимости осевого максимума интенсивности бесселева светового пучка (БСП) и отсутствии зависимости пикового значения интенсивности от продольной координаты, которое обеспечивается специальным профилем пропускания фильтра перед аксиконом, формирующим БСП.

***Ключевые слова:*** концепция; устройство; обнаружение дефектов; зубная эмаль; бесселев световой пучок; аксикон.

# Conception of device for enamel defect registration

**A. A. Ryzhevich[1, 2], I. V. Balykin[1], T. A. Zheleznyakova[2], I. P. Kovalenko[3]**

*[1] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by*
*[2] Belarusian State University, Minsk, Belarus*
*[3] Institute of Advanced Training and Retraining of Healthcare Personnel of Educational Institution «Belarusian State Medical University», Minsk, Belarus*

A conception of a semi-automatic laser device for detecting and recording human tooth enamel defects in vivo is proposed. The operation of the device is based on the property of non-divergence of the axial intensity maximum of the Bessel light beam (BLB) and the absence of dependence of the peak value of intensity on the longitudinal coordinate, which is provided by a special transmission profile of the mask in front of the axicon forming the BLB.

***Keywords:*** conception, device, defect detecting, tooth enamel, Bessel light beam; axicon.

## Введение

Дефекты зубной эмали имеют высокую распространённость среди взрослых пациентов на стоматологическом приеме. Неглубокие и непротяженные дефекты часто бывает затруднительно обнаружить невооруженным глазом. Такие дефекты могут не беспокоить пациентов, однако игнорировать их не следует, так как они запускают механизм разрушения зуба. Углубление таких дефектов эмали приводит к проникновению микроорганизмов в более глубокие ткани зуба, что может приводить к воспалению пульпы зуба.

В современной стоматологии важное место занимают профилактические мероприятия, направленные на сохранение здоровья естественных зубов. В связи с этим актуальной является задача визуализации дефектов зубной эмали в процессе стоматологического осмотра.

В [1] рассмотрены оптические устройства, включая цифровую камеру, дающие возможность получить изображение всей полости рта с нескольких немного отличающихся ракурсов и затем рассматривать на мониторе увеличенные изображения зубов с наружной стороны. Существует метод оптоволоконной трансиллюминации «холодным» светом, предназначенный для обнаружения глубоких трещин и кариеса [2], однако он не предусматривает регистрации наблюдаемой картины. В [3] предложено компактное устройство, обеспечивающее хорошую визуализацию малозаметных дефектов зубной эмали с помощью прямого освещения рассеянным светом и трансиллюминации прямым узкополосным по длине волны диодным излучением в зелёной области спектра, но это устройство предназначено для осмотра невооруженным глазом и не предоставляет возможности автоматической регистрации дефектов. В данной работе предлагается конструкция полуавтоматического устройства, позволяющего создать полный комплект изображений всех зубов человека с трёх сторон с подробной картой дефектов зубной эмали для каждого зуба.

## 1. Общая идея устройства для регистрации дефектов зубной эмали

Устройство состоит из четырёх раздельных частей: дугообразной направляющей накладки двух видов (внутренней либо внешней), измерительного блока трёх видов (для внутренней, внешней и верхней поверхности ряда зубов) , портативного компьютера с монитором, лазера с оптоволокном. Схематическое изображение основных элементов направляющей накладки и измерительного блока для исследования внешней поверхности ряда зубов показано на рис. 1.

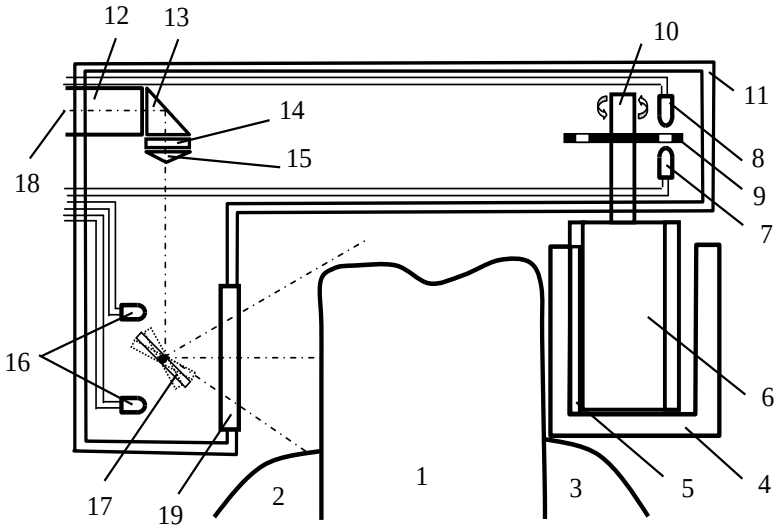



*Рис. 1.* Оптико-механическая схема основных элементов измерительного блока и направляющей накладки устройства:
1 – зуб; 2, 3 – десна; 4 – направляющая накладка; 5 – шестеренчатые зубья на вертикальной стенке направляющей, примыкающей к внутренней поверхности ряда зубов; 6 – опорная шестерёнка; 7 – светодиод оптопары; 8 – фотодиод оптопары; 9 – диск с отверстиями; 10 – вал опорной шестерёнки; 11 – корпус измерительного блока; 12 – оптоволокно; 13 – поворотная призма; 14 – маска для обеспечения необходимого профиля интенсивности на аксиконе; 15 – аксикон; 16 – 4 фотодетектора (например, фотодиоды); 17 – сканирующее зеркало; 18 – оптическая ось лазерного пучка; 19 – стекло

Дугообразная направляющая 4 обеспечивает единообразное и повторяемое перемещение измерительного блока устройства вдоль внутренней, наружной либо верхней (нижней) поверхности ряда зубов. Одна из внутренних вертикальных поверхностей п-образного профиля направляющей имеет шестеренчатые зубчики, позволяющие точно отсчитывать горизонтальную координату вдоль ряда зубов при перемещении вдоль направляющей вращающейся шестеренки измерительного блока, сопряженной с энкодером (элементы 7–9 на рис. 1). Рукоять направляющей имеет два положения: для верхней и нижней челюсти. Устройство должно комплектоваться несколькими направляющими различных размеров. Направляющие могут быть изготовлены из некорродирующего гипоаллергенного металла (например, нержавеющей стали 12Х18Н10Т – многоразовый вариант) либо из пластика (например, ABS (акрилонитрил-бутадиен-стирол) – одноразовый вариант).

## 2. Принцип работы устройства

В процессе разработки установки для определения и анализа точечных дефектов на поверхности полупроводниковых пластин [4, 5] нами было замечено, что наилучшее разрешение строящейся карты дефектов обеспечивает схема на основе сфокусированного лазерного пучка, сканирующего исследуемую поверхность путем перемещения поверхности в плоскости фокусировки пучка, и 3– 4 фотодетекторов, регистрирующих лазерное излучение, отраженное и рассеянное поверхностью исследуемого образца в месте дефекта. Чем больше частота считывания данных по результатам непрерывного во времени сканирования с фиксированной скоростью, тем большее разрешение изображения поверхности достигается. Уменьшение диаметра фокусного пятна позволяет уменьшить оптимальную частоту сканирования (частота, после превышения которой качество изображения уже не улучшается). В установке [4, 5] использовался гауссов пучок, который фокусировался положительной линзой на плоскую исследуемую поверхность в пятно диаметром несколько микрометров. Поверхность же зуба в общем случае не является плоской. При сканировании поверхности зуба сфокусированный на определенную плоскость световой пучок освещает зубную эмаль в разных местах световыми пятнами различных диаметров, что вносит ощутимую неточность в оценке неоднородности участков поверхности зуба и их размеров. Есть смысл освещать исследуемую поверхность особым образом модифицированным бесселевым световым пучком (БСП). Обычный БСП, сформированный аксиконом из гауссова светового пучка, имеет не изменяющийся в диаметре осевой максимум, значение которого в различных плоскостях зоны существования БСП сначала увеличивается, затем падает [6]. Если же перед голографическим аксиконом 15 (рис. 1) поместить амплитудную маску 14 с определённым профилем пропускания, который показан на рис. 2 [7]), можно сформировать модифицированный БСП, осевое значение интенсивности у которого слабо изменяется в некотором диапазоне значений продольной координаты $z$ (рис. 3) [7]. На рис. 3 видно, что осевая интенсивность практически не изменяется в диапазоне продольной координаты от 120 до 170 мм. Диаметр осевого максимума интенсивности в модифицированном БСП, полученном с помощью аподизированного голографического аксикона также не зависит от $z$ в этом диапазоне (рис. 4) и не превышает 20 мкм [7]. При вертикальном сканировании

зуба модифицированным БСП путем вращения зеркала 17 вертикальный диаметр светового пятна будет периодически и плавно изменяться, но это изменение рассчитывается по синусоидальному закону, поддаётся учёту и поэтому не мешает детектированию дефектов зубной эмали. Таким образом, принцип работы предлагаемого устройства похож на принцип работы установки [4, 5] с тем отличием, что световой пучок сканирует поверхность зубной эмали путем поворота в вертикальной плоскости сканирующего зеркала 17 и перемещения вручную измерительного блока устройства в горизонтальной плоскости по дугообразной направляющей 4 вдоль ряда зубов. Имеющийся на данный момент уровень техники в области лазеров, оптических элементов, фотометрических датчиков, карт для считывания и передачи данных компьютеров позволит получать изображение поверхности с разрешением порядка 200 нм [5].

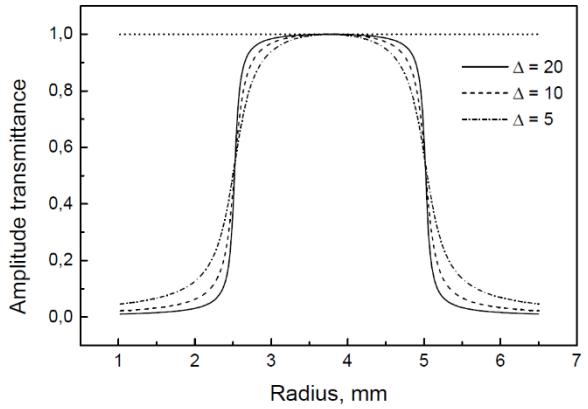



*Рис. 2.* Профили амплитудной аподизации аксикона с различными степенями крутизны Δ [7]

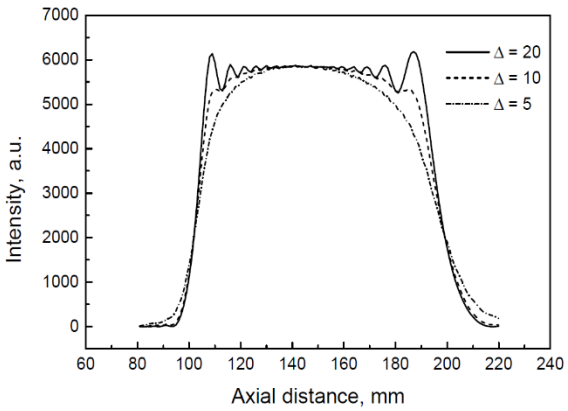
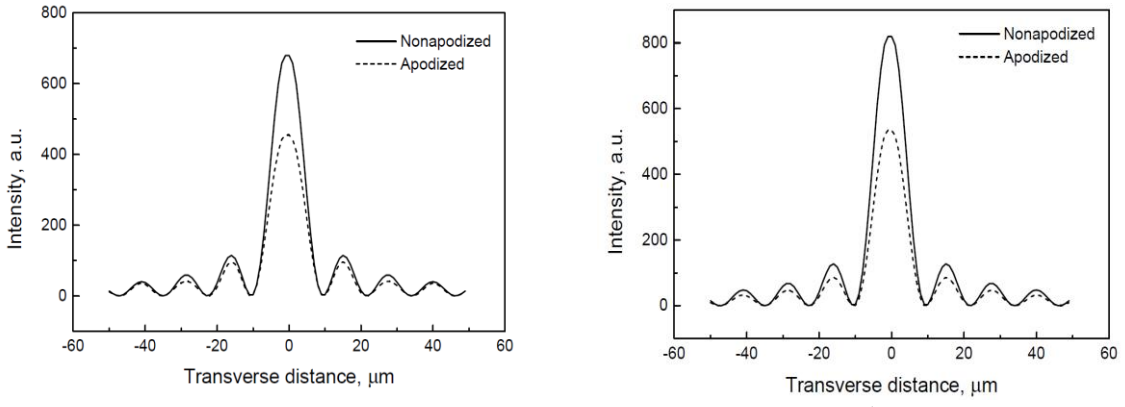



*Рис. 3.* Распределение интенсивности вдоль оси модифицированного БСП при различных степенях крутизны аподизации Δ [7]




*а* *б*

*Рис. 4.* Радиальное распределение интенсивности модифицированных БСП, полученных с помощью неаподизированного (сплошная линия) и аподизированного (штриховая линия) голографического аксикона:
*а* – в плоскости *z* = 109 мм; *б* – в плоскости *z* = 186 мм [7]

## Заключение

Предложенное устройство предназначено для быстрого полуавтоматического поиска и регистрации крупных и мелких дефектов зубной эмали на наружной, внутренней и верхней поверхностях ряда зубов с выводом полученных карт дефектов на экран монитора компьютера с возможностью дальнейшей компьютерной обработки полученного изображения: увеличения, детализации, сортировки дефектов по различным параметрам (форме, размеру, глубине, контрастности), маркировки и выделения необходимых групп или классов повреждений. Применение диагностики с данным устройством позволит существенно ускорить профилактический осмотр стоматолога и выделить наиболее критические дефекты, подлежащие первоочередному лечению. Сохраненные записи предыдущих осмотров дадут возможность отслеживать индивидуальные тенденции в изменении состояния зубной эмали пациента.

Работа выполнена в рамках задания 1.1 «Разработка методов и устройств диагностики материалов, процессов и изделий в оптическом и терагерцовом диапазонах спектра и их применение для оптической связи, микроскопии и определения характеристик различных объектов» (№ гос. рег. 20210300) ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций» (2021-2025 гг.).

## Библиографические ссылки

1. *Луцкая, И. К.* Использование оптических устройств в эстетической стоматологии: учебно-методическое пособие / И. К. Луцкая, О. А. Лопатин, Т. А. Запашник. – Минск: БелМАПО, 2012. 29 с.
2. *Боровая, М. Л.* Эффективность применения ФОТИ как метода дополнительной диагностики кариеса зубов у детей / М. Л. Боровая, Е. М. Гулько, Н. Л. Фролова // Стоматологический журнал. 2011. Т. 12, № 1, С. 45–47.
3. Контрастность трещин зубной эмали при трансиллюминации и прямом освещении излучением светодиодов / И. П. Коваленко [и др.] // Молодежь в науке 2014. Приложение к журналу Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. біялаг. і мед. навук. 2014. Ч. 4. С. 180–185.
4. *Смирнов, А. Г.* Действующий макет устройства для детектирования поверхностных и приповерхностных дефектов малых размеров / А. Г. Смирнов, А. А. Рыжевич, А. В. Агашков // Приборостроение – 2017: материалы 10-ой междунар. науч.-техн. конф., Минск, 1‑3 ноября 2017 г. / БНТУ; редкол.: О. К. Гусев [и др.]. Минск, 2017. С. 253–254.
5. Оптимизация установки для определения и анализа точечных дефектов на поверхности полупроводниковых пластин / С. Я. Прислопский [и др.] // Приборостроение – 2019: материалы 12-й междунар. науч.-техн. конф., Минск, 13–15 ноября 2019 г. / БНТУ; редкол.: О. К. Гусев [и др.]. Минск, 2019. С. 463–464.
6. *Балыкин, И. В.* Продольное распределение максимального значения интенсивности в бесселевых световых пучках нулевого и высших порядков / И. В. Балыкин, А. А. Рыжевич, Н. С. Казак // Журнал прикладной спектроскопии. 2023. Том 90, №3. С. 462–474.
7. *Popov, S. Yu,* Friberg A. T. Apodization of generalized axicons to produce uniform axial line images // Pure Appl. Opt. 1998. Vol. 7. P. 537–548.

# Фотостабильность коньюгатов трикарбоцианинового красителя и ультрадисперсного алмаза при комплексообразовании с биологическими модельными структурами

**Д. С. Тарасов[1)], Н. В. Лабода[1)], А. А. Луговский[2)], Г. А. Гусаков[1)], М. П. Самцов[1)]**

*[1)] Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: dmitrij-tarasov@list.ru*
*[2)]Республиканский научный центр проблем человека Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: lugovski1111@gmail.com*

Приведены результаты исследования фотофизических и фотохимических свойств индотрикарбоцианинового красителя ковалентно связанного с ультрадисперсным алмазом в различных средах в сравнении с исходным красителем.

***Ключевые слова:*** трикарбоцианиновые красители; ультрадисперсный алмаз; лазерная флуоресцентная спектроскопия; фотофизические и фотохимические свойства.

# Photostability of tricarbocyanine dye and ultradispersed diamond conjugates upon complexation with biological model structures

**D. S. Tarasau[1)], N. V. Laboda[1)], A. A. Lugovsky [2)], G. A. Gusakov[1)], M. P. Samtsov[1)]**

*[1)]A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: dmitrij-tarasov@list.ru*
*[2)]Republican Scientific Center for Human Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: lugovski1111@gmail.com*

The results of the study of photophysical and photochemical properties of indotricarbocyanine dye covalently bound to ultradispersed diamond in various environments are presented in comparison with the original dye.

***Keywords:*** tricarbocyanine dyes; ultradispersed diamond; laser fluorescence spectroscopy; photophysical and photochemical properties.

## Введение

Ультрадисперсные алмазы (УДА) обладают низкой токсичностью и биосовместимостью [1], частицы имеют развитую поверхность, функциональный состав которой можно изменять. В связи с этим они представляют собой удобную платформу для создания на их основе комплексов обеспечивающих направленную доставку лекарственных препаратов и визуализацию биологических процессов *in vivo* [2]. Для эффективной оптической диагностики в биомедицине требуются агенты, обладающие полосами поглощения и люминесценции в области прозрач-ности биологических тканей. Спектральные свойства УДА не удовлетворяют этим требованиям. Получение люминесцентных УДА является возможным, однако данный процесс

сопряжен с технологическими трудностями [2]. В связи с этим представляется перспективным создание комплексов детонационных наноалмазов с молекулами органических красителей. В таких комплексах УДА обеспечивают селективность накопления и инертность, а молекулы красителя – требуемые оптические свойства. Такие наноконьюгаты можно получать без применения сложных методик, а разнообразие и возможность модификации органических красителей позволяет синтезировать их комплексы с требуемыми для конкретного применения спектрально-люминесцентными свойствами.

**Результаты исследования**

В данной работе представлены результаты исследования фотофизических и фотохимических свойств комплекса индотрикарбоцианинового красителя, описанного в работах [3, 4], с ультрадисперсными наноалмазами в модельных биологических средах – фосфатно-солевой буфер (ФСБ) и раствор в ФСБ бычьего сывороточного альбумина (БСА) фирмы Serva (Германия). Основная полоса поглощения и спектр флуоресценции данного красителя расположены в спектральной области наибольшей прозрачности биологических тканей. Как было ранее показано, краситель плохо растворяется в воде, его водные растворы готовятся с применением ультразвуковой обработки [4]. Спектр поглощения индотрикарбо-цианинового красителя (рис. 1) в водной среде характеризуется двумя основными полосами поглощения. Широкая полоса поглощения в области 600–800 нм соответствует мономерам и ассоциатам H-типа, а узкая полоса с максимумом на 515 нм – H*-агрегатам красителя [5]. H*-агрегаты красителя представляют собой супрамолекулярные наноструктурированные объекты [3].

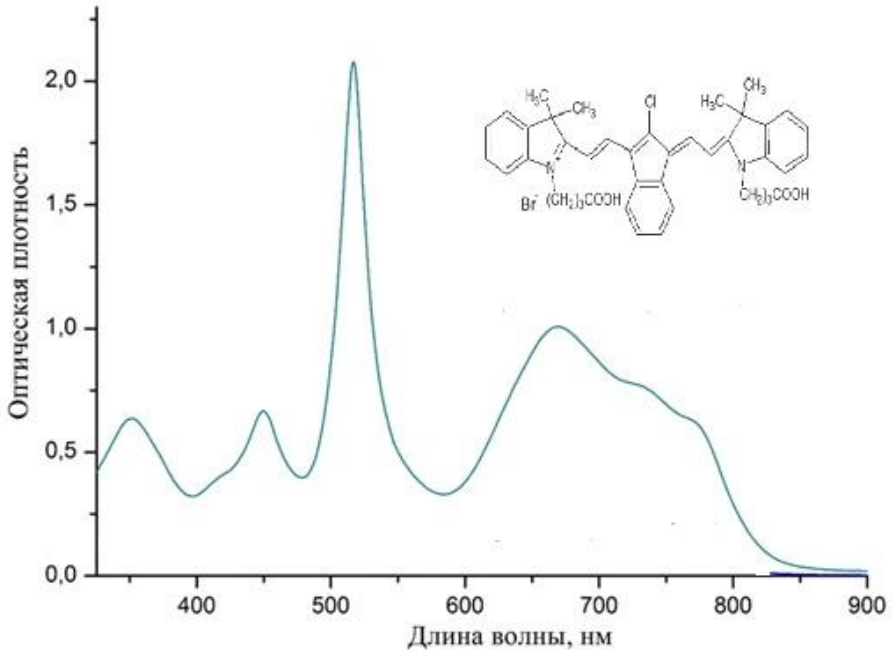



*Рис.1.* Спектры поглощения водного раствора индотрикарбоцианинового красителя

В качестве исходного материала для создания комплексов УДА-краситель использовались наноалмазы детонационного синтеза марки УДА-ГО производства ЗАО «Синта» (Минск, Беларусь). Исходный порошок УДА подвергался предварительной термоокислительной обработке на воздухе при $T$ = 400 °С с целью первичной монофункционализации и увеличения содержания карбоксильных групп на поверхности наночастиц. Далее к поверхности окисленного УДА производилась прививка гексаметилендиаминового линкера с терминальной $NH_2$-группой. Дальнейшее ковалентное связывание молекул красителя с наночастицами алмаза осуществлялось в ходе реакции Микаямы. Спектр ИК-поглощения полученного комплекса (рис. 2) содержит полосы красителя и наноалмаза. По сравнению со спектром исходного УДА наблюдается снижение интенсивности и низкочастотный сдвиг полосы колебания связей С=О. Кроме того, в результате комплексообразования появляется интенсивная полоса Амид I на частоте 1660 см$^{-1}$, что подтверждает ковалентное связывание красителя с наноалмазом вследствие образования амидных связей. После синтеза комплекса несвязанный краситель отмывался дихлорэтаном.

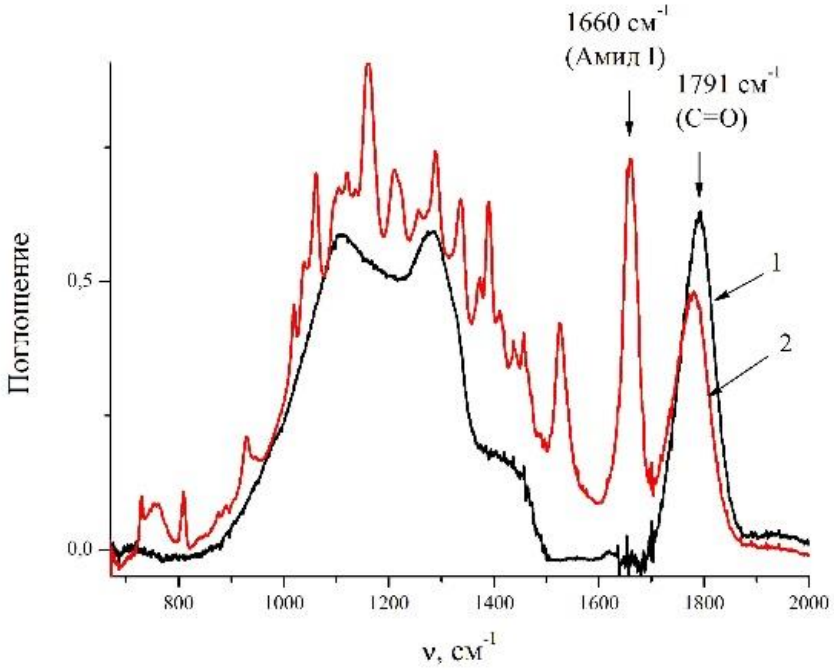



*Рис.2.* Спектры ИК-поглощения исходного УДА (1) и комплексов УДА-краситель (2)

Спектральные и фотофизические свойства красителя в ФСБ в несвязанном состоянии и в комплексе с УДА значительно различаются. Так положения максимумов спектров поглощения, флуоресценции и возбуждения флуоресценции красителя в ФСБ расположены на 709 нм, 739 нм и 709 нм соответственно. Положение максимумов спектров красителя в комплексе с УДА сдвинуто в длинноволновую область: спектра поглощения на 25 нм (734 нм), спектра флуоресценции на 25 нм (757 нм) и в спектре возбуждения флуоресценции на 28 нм (737 нм). При этом длительность затухания флуоресценции образцов слабо различаются и составляют для незсвязанного красителя 0,33 нс и 0,35 нс для красителя связанного с УДА. Квантовые выходы фотодеструкции красителя в ФСБ при концентрации порядка 0,7 мкМ при

облучении полупроводниковым лазером 740,7 нм составил $2{,}0\cdot10^{-3}$ для несвязанного красителя и $4{,}2\cdot10^{-6}$ в комплексе с УДА. Отличие квантовых выходов фотодеструкции почти на 3 порядка указывает на то, что связывание с УДА повысило фотостабильность красителя.

Исследованы фотофизические свойства красителя и красителя в комплексе с УДА в ФСБ в присутствие БСА (15 мкМ). Концентрация красителя составляла порядка 0,35 мкМ (в комплексе с УДА оценивалась по спектрофотометрическим измерениям). Полученные спектры поглощения и возбуждения флуоресценции показаны на рис. 3 и рис. 4. Сразу после введения бычьего сывороточного альбумина (БСА) в растворы красителя в ФСБ наблюдается сдвиг максимумов спектров поглощения и флуоресценции в длинноволновую область по сравнению с раствором без БСА. Так для несвязанного с УДА красителя максимум поглощения располагается на 746 нм, флуоресценции – 757 нм. При этом наблюдается увеличение длительности затухания флуоресценции до 1,54 нс. Фотофизические свойства красителя оказываются не стабильны с течением времени. Так, в результате 2 часов инкубации при 37 ºС максимум поглощения сместился в коротковолновую область на 9 нм (737 нм), полуширина полосы поглощения изменилась с 67 нм до 62 нм. Максимум флуоресценции расположился на 751 нм, полуширина полосы флуоресценции уменьшилась с 64 нм до 52 нм, а длительность затухания флуоресценции возросла до 1,65 нс. Аналогичные изменения произошли и для красителя в комплексе с УДА. В растворе с БСА максимум поглощения располагается на 741 нм (полуширина – 95 нм), аксимума флуоресценции на 758 нм (полуширина – 64 нм), а длительность затухания флуоресценции увеличилась до 1,55 нс. После 2 часов инкубации при

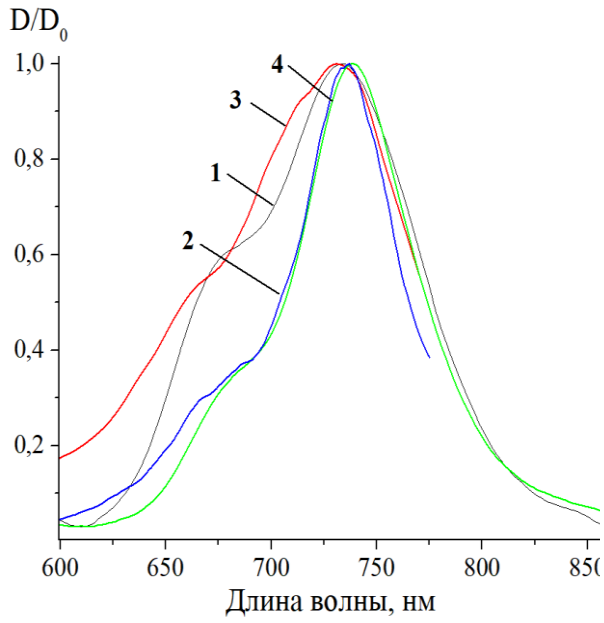



*Рис.3.* Спектры поглощения (1, 3) и возбуждения флуоресценции (2, 4) комплекса трикарбоцианинового красителя с УДА – 1, 3 и при связывании с БСА – 2, 4 в ФСБ

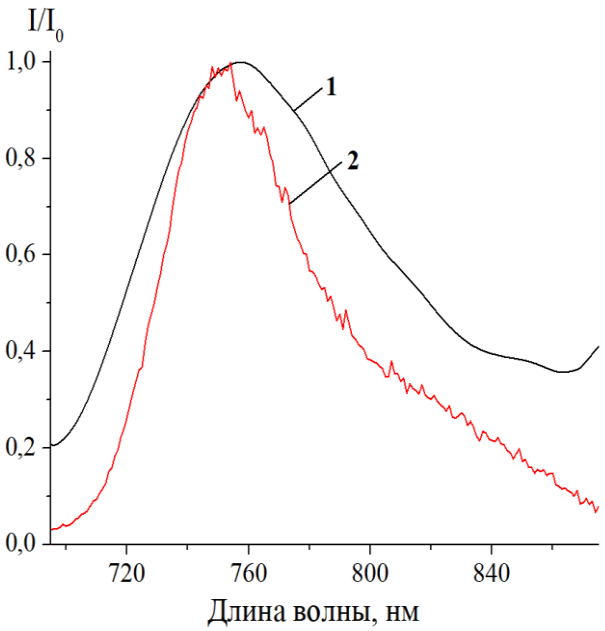



*Рис.4.* Спектры флуоресценции комплекса трикарбоцианинового красителя с УДА – 1 и при связывании с БСА – 2 в ФСБ при возбуждении на 650 нм

37 ºС также наблюдается смещение максимумов полос поглощения и флуоресценции в коротковолновую область с уменьшением полуширины и увеличением длительности затухания флуоресценции. Максимум поглощения располагается на 738 нм (полуширина – 66 нм), максимум флуоресценции – 752 нм (полуширина – 59 нм). Длительность затухания флуоресценции увеличилась до 1,69 нс. Выявленные изменения фотофизических характеристик красителя свидетельствуют об образовании его комплексов с БСА.

В растворах в ФСБ с БСА также наблюдается необратимое уменьшение концентрации красителя при засветке в его длинноволновую полосу поглощения светом полупроводникового лазера с длиной волны 740,7 нм. Квантовые выходы фотодеструкции для красителей без и с УДА после 2 часов инкубации с БСА равны $9{,}5 \cdot 10^{-7}$ и $8{,}7 \cdot 10^{-7}$ соответственно.

## Заключение

Таким образом, показано, что индотрикарбоцианиновый краситель образует ковалентносвязанные комплексы с ультрадисперсными алмазами детонационного синтеза. Исследованы фотофизические свойства красителя в комплексе с УДА при взаимодействии с сывороточным альбумином в растворе в фосфатно-солевом буфере. Установлено, что облучение растворов полученных комплексов с БСА излучением полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 740{,}7$ нм приводит к необратимым уменьшениям концентрации красителя и образованию фотопродуктов, определены соответствующие квантовые выходы фотодеструкции. Полученные комплексы могут найти применения в области биомедицины для визуализации биологических процессов.

## Библиографические ссылки


1. Adsorption of drugs on nanodiamond: toward developments of a drug delivery platform / V. N. Mochalin [et al.] // Molecular Pharmaceutics. 2013. Vol. 10, № 10. P. 3728–3735.
2. Luminescent nanodiamonds for biomedical applications / J. M. Say [et al.] // Biophysical Reviews. 2011. Vol. 3, № 4. P. 171–184.
3. Morphology and optical properties of self-assembled nanostructures of a novel indotricarbocyanine dye / N. V. Belko [et al.] // Журнал прикладной спектроскопии. 2016. Т. 83, № 6-16. С. 89–90.
4. The method to create the self-organized nanostructures based on indotricarbocyanine dye / N. V. Belko [et al.] // Physics, Chemistry and Application of Nanostructures: Reviews and Short Notes to Nanomeeting-2017. 2017. P. 441–444.
5. *Herz, A. H.* Aggregation of sensitizing dyes in solution and their adsorption onto silver halides // Advances in Colloid and Interface Science. 1977. Vol. 8, № 4. P. 237–298.

# Морфоструктурный анализ и лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия фаций капель плазмы крови в диагностике у пациентов с дисциркуляторной энцефалопатией

**Т. А. Прокопенко[1)], И. Д. Пашковская[1)], Н. И. Нечипуренко[1)], А. П. Зажогин[2)]**

*[1)] Республиканский научно-практический центр неврологии и нейрохирургии, Минск, Беларусь, e-mail: irenapass@mail.ru*

*[2)] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: zajogin_an@mail.ru*

В работе рассмотрены вопросы разработки методик морфологического анализа и полуколичественной оценки локального пространственного распределения кальция и белков в фациях капель плазмы крови человека методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии. Показано, что метод лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии дает возможность полуколичественно оценить изменения в белковых центрах и может являться оперативным высокочувствительным инструментом в диагностике течения заболеваний.

***Ключевые слова:*** плазма крови; биологическая жидкость; морфология капли; лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия; пространственное распределение кальция и белков; послойный анализ.

# Morphostructural analysis and laser atomic emission spectrometry of blood plasma droplet facies in diagnostics of patients with cerebrovascular insufficiency

**T. A. Prokopenko[1)], I. D. Pashkovskaya[1)], N. I .Nechipurenko[1)], A. P. Zajogin[2)]**

*[1)] Republican Research-Practical Center of Neurology and Neurosurgery, Minsk, Belarus*
*e-mail: irenapass@mail.ru*

*[2)]Belarusian State University, Minsk, Belarus*
*e-mail: zajogin_an@mail.ru*

This paper examines the development of methods for morphological analysis and semiquantitative assessment of the local spatial distribution of calcium and proteins in human blood plasma droplet facies using laser atomic emission spectrometry. It is demonstrated that laser atomic emission spectrometry enables semiquantitative assessment of changes in protein centers and can serve as a rapid, highly sensitive tool for disease diagnostics.

***Keywords:*** blood plasma; biological fluid; droplet morphology; laser atomic emission spectrometry; spatial distribution of calcium and proteins; layer-by-layer analysis.

## Введение

Дисциркуляторная энцефалопатия (ДЭ), отнесенная к хроническим нарушениям мозгового кровообращения – прогрессирующее хроническое диффузное или мультифокальное нарушение мозгового кровообращения, проявляющееся неврологическими синдромами и когнитивными нарушениями, которое относится к числу наиболее распространенных сосудистых заболеваний, нередко начинаясь в

трудоспособном возрасте. Наиболее частыми причинами сосудистой энцефалопатии являются атеросклероз артерий и артериальная гипертензия [1].

Дисциркуляторную энцефалопатию подразделяют на 3 стадии в зависимости от выраженности клинических симптомов. Первая стадия ДЭ характеризуется субъективными и вегетативными расстройствами, но иногда определяются незначительно выраженные неврологические синдромы. Как правило, пациенты с 1-й стадией являются трудоспособными и при лечении своевременной терапии может наступить некоторый регресс неврологической симптоматики.

У пациентов с ДЭ 2-й стадии усугубляются когнитивные нарушения, становятся более выраженными неврологические синдромы, нередко теряется трудоспособность. При проведении компьютерной томографии или магнитно-резонансной томографии исследовании, а также при ультразвуковом допплерографическом обследовании брахиоцефальных и внутричерепных артерий и сосудов на этой стадии, как правило, определяются органические изменения в головном мозге. В клинической картине 2-й или 3-й стадии ДЭ часто у одного пациента определяется одновременно несколько синдромов: псевдобульбарный и когнитивный, амиостатический и атактический, вестибуло-атактический и синкопальный. Наиболее часто с другими синдромами сочетается когнитивный. При 3-й стадии заболевания диагностируются выраженные когнитивные изменения, органическая неврологическая симптоматика, тазовые нарушения [2].

Нарушение энергетического метаболизма, сопряженного с образованием АФК, приводит к изменению трансмембранных ионных потоков, накоплению внутриклеточного кальция и развитию глутамат-кальциевой эксайтотоксичности. Усиление свободнорадикальных процессов и развитие окислительного стресса являются одними из важнейших патогенетических звеньев поражений центральной нервной системы.

Одним из методов коррекции нарушений, возникающих при ишемии головного мозга может быть лазерная гемотерапия в сочетании с лекарственными средствами, в частности внутривенное лазерное облучение крови (ВЛОК) в красной области спектра или надвенное лазерное облучение крови (НЛОК) в инфракрасной спектральной области, обладающие антиоксидантными, иммуномодулирующими, противовоспалительными свойствами. Адаптогенное действие низкоинтенсивного лазерного излучения реализуется на клеточном, тканевом, системном уровнях [2, 3]. Результатом действия лазерной гемотерапии, является ответ системы регулирования гомеостаза на развитие патологических процессов в отдельных органах и тканях, поэтому изучение действия различных длин волн низкоинтенсивного лазерного излучения при цереброваскулярных заболеваниях актуально.

В последнее время в медицинской диагностике становятся более актуальными методы исследования структур, образующихся при кристаллизации солей в биожидкостях. На практике для диагностики используется метод клиновидной дегидратации биожидкостей, разработанный Шабалиным В. Н. и Шатохиной С. Н. [4]. Кристаллы солей выпадают в виде зерен, образуют дендриты, а биологическая компонента жидкости создает сложную лепестковую структуру. Этот метод обладает неоспоримыми достоинствами для диагностики различных заболеваний человека на доклинической стадии.

Целью данной работы является изучение возможности проведения методами лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии со сдвоенными лазерными импульсами высохших капель плазмы крови мониторинга и оценки динамики изменения концентрации белков и кальция в образцах плазмы крови пациентов с ДЭ до лечения и после.

**Результаты и обсуждение**

Каплю БЖ объемом 10 мкл наносили на обезжиренную пластинку оргстекла, высушивали при комнатной температуре в течение 90 – 100 минут. Процесс сушки проводили в открытой системе при комнатной температуре 20 – 22 °С. Диаметр высохшей капли равен примерно 6 мм. Толщина примерно 0,07 мм.

Для получения снимков высохших капель крови использовали микроскоп Биолам со светодиодной подсветкой (на пропускание) и веб-камерой.

Для полуколичественной оценки локального пространственного распределения кальция и белков по поверхности и слоям высохшей капли в работе использовали лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм. Все эксперименты проводили в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении. Анализировали результаты действия 5 последовательных сдвоенных лазерных импульсов (СЛИ). Энергия лазерного излучения составляла 34 мДж (первый и второй импульсы, соответственно), временной интервал между сдвоенными импульсами – 8 мкс. Абляция осуществлялась через 0,6 мм. Размер точки повреждения примерно 0,10÷0,15 мм. По диаметру пробы анализ проводили в 12 точках поверхности.

Морфология центральной части высохшей через 90 минут капли плазмы крови для ряда пациентов приведена на рис. 1.

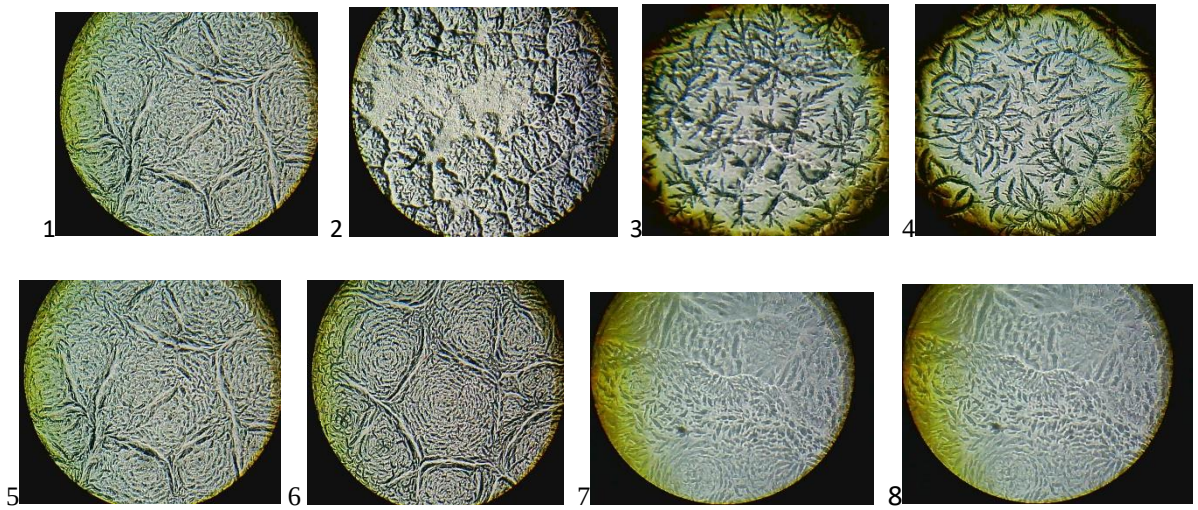



*Рис. 1.* Снимки фаций плазмы пациентов до и после лечения (увеличение 130)

Качественный сравнительный анализ структуры поверхности образцов цельной крови показал, что у пациентов с ЦВЗ имеются отличия от здоровых лиц. У группы пациентов с ДЭ преобладает наличие трехлучевых (признак застойных явлений в организме, в том числе в тканях головного мозга), штриховых (признак ДЭ) и широких (маркер склеротических изменений) трещин.

Однородная, равномерная зона мелких завитков характерна для центра фации доноров. При патологии отклонения, обусловленные нарушением стандартных соотношений «белок-соль», вызывают нерегулируемые конформационные изменения, связанные с уникальностью альбумина (наличие амино- и карбоксильных групп в его молекуле – полиамфолитность). Наблюдаем совершенно очевидное существенное отличие структуры фации пациентов от донора.

Структура фаций плазмы пациентов с ЦВЗ характеризуется потерей симметрии расположения основных элементов фации (трещин, конкреций, отдельностей). Даже у пациентов с одинаковым заболеванием не наблюдается схожей морфологической структуры дегидратирующей капли, что может быт результатом действия различных этиологических факторов при формировании патологии.

Для установления взаимосвязи полученных морфологических картин высохших капель с динамикой протекания патологического процесса нами проведено аналитическое определение локального пространственного распределения кальция и белков в высохших каплях по поверхности и слоям высохшей капли. Акцент сделан на определение кальция, поскольку он «спектроскопически доступен», является одним из самых необходимых элементов в организме, наиболее активным коацерватом в белковой среде, легко образует связи с амино- и карбоксильными группами белковых молекул, что определяет картину структурирования БЖ. Для анализа белков использованы молекулярные полосы циана CN (388,3 нм), Циан образуется при лазерной абляции белков, которые содержат аминогруппы. Молекулярный спектр циана имеет достаточное число полос, низкий потенциал ионизации – 3,2 эВ в ультрафиолетовой и видимой области спектра, что позволяет получить высокую чувствительность,

Результаты полуколичественного определения пространственного распределения кальция и белков в высохших каплях плазмы крови пациентов до и после облучения приведены на рис. 2, *а*. Приведены суммарные интенсивности линии кальция Ca II (393,366 нм) и циана по двум перпендикулярным диаметрам (горизонталь и вертикаль) на поверхности высохшей капли. Анализ графиков показывает, что значения концентраций белков для большинства пациентов близко к среднему значению. Существенное отличие уровня кальция, при значении уровня белков близком к среднему наблюдается у 2 и 3 пациентов, имеющего диагноз – ДЭ 3 ст.

Оптимальный уровень свободного $Ca^{2+}$ внутри клетки составляет 100–200 нМ, однако возможны значительные колебания этого уровня в цитозоле, но лишь в течение непродолжительного времени. Одним из механизмов, регулирующим кальциевую перегрузку клеток является возможность захвата больших количеств $Ca^{2+}$ митохондриями и депонирования его в виде нерастворимой фосфорнокислой соли – гидроксиапатита. Так как процесс этот сопряжен с энергозатратами, то происходит уменьшение или прекращение синтеза АТФ, необходимого для удаления $Ca^{2+}$ из цитоплазмы.

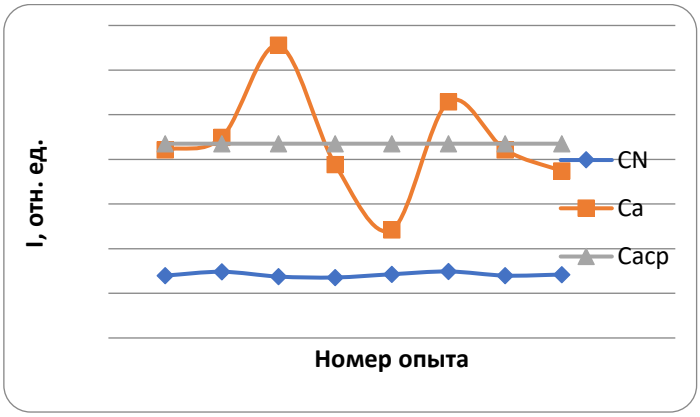



*Рис. 2.* Интенсивность линий Ca и циана CN в эмиссионных спектрах высохших каплях плазмы крови: 1, 3, 5 7 –до лечения; 2, 4, 6, 8 –после лечения

Полученные данные показывают, что у больных с ДЭ в процессе высыхания капель плазмы происходит хаотичное образование центров коагуляции, наблюдается разброс концентрации кальция как по поверхности, так и слоям. Налицо изменение связывающей способности альбумина при патологии. Это приводит к аномальной коагуляции белка и увеличению концентрации кальция по центру фации и в более глубоких слоях, что не характерно для здорового человека. После проведения 8–10 сеансов облучения крови НЛОК и ВЛОК пациентов 2 и 3 (рис. 2–4 и рис. 6) наблюдаются определенные улучшения свойств белков плазмы крови –распределение кальция приближается к средней величине.

## Заключение

Таким образом, анализ распределения кальция и белков в плазме крови у пациентов с аневризмой головного мозга позволил выявить особенности форм альбумина в крови, что влечет за собой нарушения протекания многих биохимических и физиологических реакций при гипоксическом повреждении головного мозга. Установлено достаточно значимое снижение уровня кальция и здорового альбумина у ряда пациентов.

## Библиографические ссылки

1. Семакс в профилактике прогрессирования и развития обострений у больных с дисциркуляторной энцефалопатией / Е. И. Гусев [и др.] // Журн. неврологии и психиатрии им. Корсакова. 2005. № 2. С. 35–39.
2. *Левин О. С. Штульман Д. Р.* Неврология. Справочник практического врача, 10-е издание.– Москва «МЕДпресс-информ», 2016. С. 406-416.
3. *Нечипуренко Н. И. Роль* кислородзависимых процессов в патогенезе хронической ишемии головного мозга // Неврология и нейрохирургия. Восточная Европа. 2012. № 3.С. 150–159.
4. *Шабалин В. Н., Шатохина С. Н.* Морфология биологических жидкостей человека. – М. : Хризостом, 2001. 304 с.

# Действие лазерного излучения в сочетании с фенольными соединениями Гинкго билоба (Ginkgo bilōba) на активность антиоксидантных ферментов и интенсивность процессов ПОЛ в тканях крыс в опытах in vitro

**Н. М. Орёл, А. М. Лисенкова**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: oryoln47@bsu.by, lisenkova@bsu.by*

В работе исследовали действие низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) в модели интенсификации свободнорадикальных процессов и перекисного окисления липидов (ПОЛ) для определения антиоксидантных свойств фенольных соединений (ФС) Гинкго билоба в печени и почках крыс, разработанную ранее. Использование НИЛИ данной модели позволило выявить и сравнить особенности и эффективность действия комплекса антиоксидантных свойств биологически активных соединений лекарственных растений. Полученные данные показали, что комплекс ФС Гинкго билоба менее результативно нормализует изменения маркерных показателей ПОЛ и активность антиоксидантных ферментов, инициированные лазерным излучением, по сравнению с действием ФС Крапивы двудомной, Горца птичьего, Брусники обыкновенной и др. в тех же условиях эксперимента.

***Ключевые слова***: лазерное излучение, антиоксидантные ферменты, перекисное окисление липидов; фенолы Гинкго билоба; печень, почки крыс.

# The effect of laser radiation in combination with phenolic compounds from Ginkgo biloba on the activity of antioxidant enzymes and the intensity of lipid peroxidation processes in rat tissues in vitro experiments

**N. M. Oryol, A. M. Lisenkova**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: oryoln47@bsu.by, lisenkova@bsu.by*

This study investigated the effects of low-intensity laser radiation (LILR) in a previously developed model of free-radical intensification and lipid peroxidation (LPO) to determine the antioxidant properties of Ginkgo biloba phenolic compounds (PCs) in rat liver and kidneys. Using LILR in this model allowed us to identify and compare the characteristics and effectiveness of a complex of antioxidant properties of biologically active compounds from medicinal plants. The data obtained showed that the Ginkgo biloba PCs complex was less effective in normalizing changes in LPO markers and antioxidant enzyme activity induced by laser radiation than the PCs of stinging nettle, knotweed, lingonberry, and others under the same experimental conditions.

***Keywords***: laser radiation, antioxidant enzymes, lipid peroxidation; Ginkgo biloba phenols; rat liver and kidneys.

Работа выполнена на гомогенатах печени и почек беспородных белых крыс самцов, массой 170–110 г, находившихся на стандартном рационе вивария. Все эксперименты проводили в соответствии с требованиями гуманной работы с лабораторными животными.

Исследование проводили на разработанной модели интенсификации свободнорадикальных процессов в печени и почках крыс для изучения на этом фоне антиоксидантных свойств фенольных соединений (ФС) [1–3]. Облучение 10 % гомогената тканей крыс проводили с использованием аппарата квантовой терапии «Витязь» [1], время воздействия 9 мин в автоматическом режиме: 3 мин облучение, 10 с – пауза и так еще 2 раза. Определение маркерных показателей: активность

супероксиддисмутазы (СОД), каталазы (Кат) и концентрации продуктов тиобарбитуровой кислоты (ТБК-продукты), – проводили как описано в [1–3]. Извлечение фенольных соединений (ФС) из сухого растительного сырья осуществляли 70 % раствором этанола, затем этанол выпаривали, а остаток разводили аликвотой H2O. Использовали водную фракцию, чтобы не инициировать этанолом нежелательные оксидантные эффекты. Определение содержания комп-лекса ФС [4] проводили по методу [5]. Выделенные ФС вносили в гомогенаты печени и почек в дозе 0,03 мкг/мл, как раздельно, так и в комбинации с НИЛИ. Определение проводили через 20 мин после воздействия. Контролем служили показатели в интактных гомогенатах.

Результаты эксперимента показали, что воздействие НИЛИ в среднем в 2 раза повышает активность Кат, достоверно на 21,1 % и 27,6 % понижает ее у СОД и на 172,2 % и 156,6 % увеличивает концентрацию ТБК-активных продуктов в печени и почках соответственно.

Внесение в гомогенаты ФС гинкго лишь незначительно уменьшает образование ТБК-продуктов (на 9,3 % в гомогенате печени и на 10,8 % почек) и практически не влияет на активность СОД и Кат. Сочетание лазерного облучения с ФС гинкго не приводит к нормализации активности исследуемых фер-ментов по сравнению с изменениями, установленными при действии НИЛИ, так как показатели Кат в гомогенатах тканей определялись в среднем выше контрольных значений в 1,5 раза, а СОД ниже на 17,5 % в печени и 19,4 % в почках. При этом концентрация ТБК-активных продуктов несколько понижалась при сравнении с лазерным воздействием, но оставалась выше уровня контроля на 153.3 % в печени и 142,1 % в почках.

Таким образом, использование НИЛИ в модели генерирования активных форм кислорода и активизации ПОЛ установило относительно низкую антиоксидантную активность ФС Гинкго билоба. Действие ФС Крапивы двудомной, Горца птичьего, Брусники обыкновенной и некоторых других лекарственных растений на показатели антиоксидантной защиты в аналогичных условиях эксперимента, проведенного ранее [1–3], по сравнению с влиянием ФС Гинкго билоба является более эффективным.

### Библиографические ссылки


1. Состояние антиоксидантной активности и процессов перекисного окисления липидов в печени крыс при действии лазерного излучения в сочетании с фенолами растительного происхождения в опытах in vitro / Н. М. Орёл [и др.] //Лазерно-информационные технологии. Труды XXX Междунар. конференции. Новороссийск, Краснодарский край 12–17 сентября 2022 г. 2022. С. 36—38.
2. Действие лазерного излучение в сочетании с фенолами растительного происхождения на антиоксидантную активность и процессы перекисного окисления липидов в печени крыс / Н. М. Орёл [и др.] // Материалы Международной конференция "Медэлектроника-2022. Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии». Минск. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники. 8–9 декабря 2022 г.
3. Орёл Н.М. Лисенкова А.М. Сочетанное действие лазерного излучения и фенолов некоторых лекарственных растений на антиоксидантную активность и процессы перекисного окисления липидов в печени // Квантовая электроника [Электронный ресурс] : материалы XIV Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 21–23 нояб. 2023 г. / Белорус. гос. ун-т ; редкол.: М. М. Кугейко (гл. ред.), А. А. Афоненко, А. В. Баркова. – Минск : БГУ, 2023. С. 551–554.
4. *Буланкин Д. Г., Куркин В. А.* Перспективы исследования биологически активных соединений Гинкго двулопастного (Ginkgo biloba L.) //Изв. Самарского научного центра РАН. Спец. выпуск «XII конгресс "Экология и здоровье человека"». 2008. С. 7–8.
5. *Денисенко Т. А.* Особенности взаимодействия 18-молибдодифосфата и реактива Фолина-Чокальтеу с фенольными соединениями / Т. А. Денисенко, А. Б. Вишникин, Л. П. Цыганок // Аналитика и контроль. 2015. Т. 19, № 3. С. 242–251.

# Интеграция VR-комплексов с оптико-физическими датчиками систем биологической обратной связи для оценки психической напряжённости лиц ответственных профессий

**О. С. Бурделёв[1)], В. А. Фираго[2)]**

[1)] *Научно-методическое учреждение Белорусского государственного университета «Республиканский центр проблем человека», Минск, Беларусь, e-mail: jahhu@yandex.ru*

[2)] *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail: firago@bsu.by*

На примере интеграции набора оптико-физических физиологических датчиков с комплексом виртуальной реальности (VR) рассматриваются современные тренды применения систем биологической обратной связи (БОС-VR) для объективной оценки уровня психической напряжённости специалистов ответственных профессий в экстремальных и аварийных условиях деятельности. Особое внимание уделяется применению неинвазивных методов регистрации пульсовых, дыхательных и температурных показателей для адаптивного управления виртуальной тренировочной нагрузкой в стрессовых и экстремальных сценариях.

***Ключевые слова:*** БОС-VR; фотоплетизмография; психофизиологические датчики; психическая напряжённость; адаптивное управление.

# Integration of VR complexes with optical-physical sensors of biological feedback systems for assessing the mental stress of individuals in responsible professions

**O. C. Burdzialiou, V. A. Firago**

[1)]*Republican Center for Human Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: jahhu@yandex.ru*

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: firago@bsu.by*

The paper analyzes the difficulties encountered by foreign students in the process of working with printed text (folding information, developing long-term memory, highlighting the main idea in small of the text and retelling it). Using the example of integrating a set of optical-physical physiological sensors with a virtual reality (VR) complex, we examine current trends in the use of biological feedback systems (BOS-VR) for objectively assessing the level of mental stress experienced by professionals in high-responsibility occupations in extreme and emergency conditions. Particular attention is paid to the use of non-invasive methods for recording pulse, respiratory, and temperature indicators for adaptive control of virtual training loads in stressful and extreme scenarios.

***Keywords:*** BOS-VR; photoplethysmography; psychophysiological sensors; mental stress; adaptive control.

## Введение

Современные технологии виртуальной реальности (VR) в сочетании с системами биологической обратной связи (БОС) открывают перспективы дальнейшего развития компьютеризированных тренажеров для объективной оценки и управления

психофизиологическим состоянием человека в условиях стрессовых и экстремальных нагрузок [1–4]. Возможность создавать тренировочные сценарии сложных ситуаций в совокупности с объективной оценкой основных физиологических параметров лиц, принимающих решения, наиболее привлекательные стороны концепции развития современных VR-тренажеров с системой биологической обратной связи [1, 3–6]. Высокая реалистичность и интерактивность, свойственная этим тренажерам, обеспечивает эффективное обучение действиям в стрессовых условиях и быстрое освоение необходимых навыков. Также появляется возможность объективного отбора лиц сложных и ответственных профессий, экономя при этом существенные средства на проведение их предварительного обучения.

Основа системы обратной биологической связи – комплекс оптико-физических датчиков. Эти датчики позволяют следить за текущими значениями физиологических параметров организма, что дает информацию для управления психической нагрузкой, т. е. последовательностью заданий выполняемого сценария. Оптико-физические датчики регистрируют изменения оптических свойств тканей при пульсовых колебаниях кровенаполнения сосудов. Фотоплетизмографический датчик, содержащий инфракрасный полупроводниковый излучатель и фототранзистор, позволяет неинвазивно регистрировать динамику сердечного ритма и вариабельность пульса, что в совокупности с данными других датчиков позволяет рассчитать индекс психической напряжённости, отражающий уровень функционального состояния центральной нервной системы.

В докладе на примере апробации комплекса БОС-VR с внедренными оптико-физическими и электронными датчиками рассматриваются направления дальнейшего развития методик применения биологической обратной связи в имитационных тренажерах [1, 2, 4].

## 1. Проблемы, требующие своего решения, при введении БОС

При формировании проектов, имеющих целью создание соответствующего VR-БОС тренажера, приходится решать и ряд методических проблем, возникающих при получении данных от комплекса датчиков, их обработки и формирования на их основе оценки психоэмоционального состояния тренируемого оператора или специалиста [1, 5-8].

При создании VR-БОС комплекса, разработанного в Республиканском центре проблем человека и предназначенного для объективной оценки психоэмоционального состояния и адаптивного управления нагрузкой в тренировочных сценариях, пришлось решать следующие задачи:

- создание аппаратно-программного модуля для неинвазивной регистрации физиологических параметров;
- разработка методики расчёта индекса напряжённости по данным используемого набора датчиков;
- создание алгоритмов внедрения потока данных в систему VR, необходимое для обеспечения в реальном масштабе времени обратной связи между физиологическим состоянием обучаемого и предъявляемыми визуально-аудиальными сценариями;

- апробация эффективности адаптивной коррекции VR-сценариев в зависимости от уровня стресса и функционального состояния обучаемого.

Наиболее удобным для неинвазивной оценки частоты сердечных сокращений и вариабельности ритма оказался фотоплетизмографический датчик. Исследование зависимости амплитуды пульсовых колебаний фотоплетизмограммы от длины волны показало, что целесообразно использовать ее регистрацию в области спектра 880 нм [9–12]. В этой области спектра излучение проникает глубже в ткань по сравнению с излучением в видимой области спектра. Однако, этот вопрос требует дальнейшего исследования при применении дифференциальной оценки кровенаполненности сосудов микроциркуляторного русла, поскольку двухволновой фотоплетизмографический датчик с регистрацией переменных и постоянных составляющих фотоплетизмограмм даст возможность сравнивать кровенаполненность петлевых капилляров в коже с кровенаполненностью сосудов более глубоких слоев тканей.

Для получения других данных, необходимых для комплексного определения индекса психической напряженности на основе анализа пульсовых интервалов (RR-интервалы) и вариационного пульсометрического анализа, использовались:

- датчик кожно-гальванической реакции (КГР) для оценки эмоциональной активации;
- датчик дыхания на эффекте Холла – для анализа дыхательных паттернов и частоты;
- температурный датчик, регистрирующий изменения периферического кровообращения [3, 5].

При использовании фотоплетизмографических (ФПГ) и кожно-гальванических (КГР) датчиков в VR-БОС-комплексах возникают трудности, связанные с влиянием на регистрируемые сигналы внешних и физиологических факторов. ФПГ-датчик чувствителен к влиянию движений, вибраций, освещённости и температуры кожи, что может вызывать артефакты и снижать точность анализа сердечного ритма. Амплитуда пульсовых колебаний снижается при охлаждении или стрессовой вазоконстрикции, что осложняет вычисление кардиоинтервалов. КГР-датчик, зависит от качества контакта электродов, влажности, состояния кожи и стабильности температуры, что вызывает снижение амплитуды при длительном воздействии стимулов. Совместная обработка сигналов требует синхронизации, фильтрации и нормализации, поскольку временные характеристики КГР и ФПГ различаются. Для интегральной оценки функционального состояния пользователя и уровня стресса используется индекс психической напряжённости, рассчитываемый по методике Баевского [13]. Несмотря на указанные сложности, сочетание ФПГ и КГР-датчиков позволяет комплексно оценивать физиологические и эмоциональные реакции в реальном времени, повышая достоверность данных в системе биологической обратной связи.

Для определения степени участия грудного либо абдоминального отдела в процессе дыхания в системе БОС используются два типа датчиков – на основе эффекта Холла и тензометрический. Датчик Холла отличается высокой чувствительностью к малым движениям грудной клетки и простотой интеграции, но чувствителен к внешним магнитным полям и требует точной калибровки. Тензометриче-

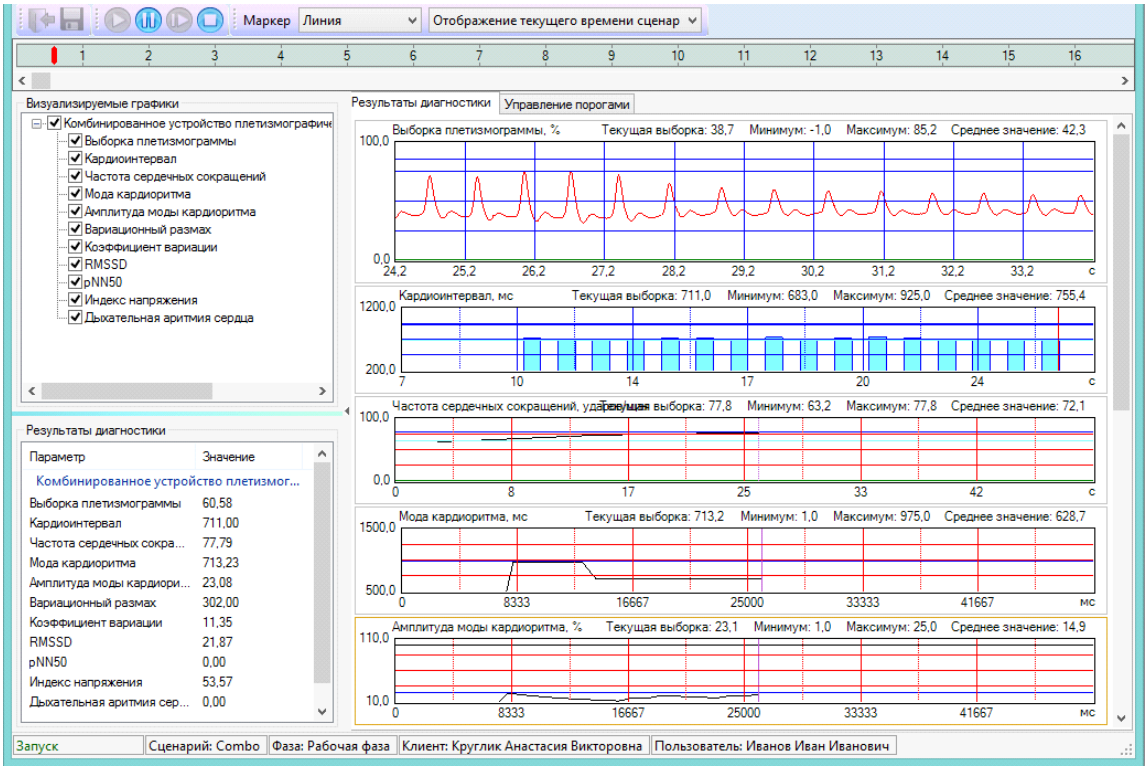
ский датчик обеспечивает высокую точность измерения амплитуды дыхательных движений и устойчив к помехам, однако требует плотного крепления и может вызывать дискомфорт при длительном использовании.

## 2. Пример апробации и применения

Апробация комплекса проводилась в лаборатории психофизиологического обеспечения Белорусской АЭС, где VR-БОС-комплекс применяется для тренировки персонала, критически влияющего на безопасность эксплуатации. Разработанная система позволяет объективно оценивать функциональное состояние специалистов и формировать рекомендации по индивидуальной саморегуляции и профессиональной подготовке.

В настоящее время ведутся разработки VR-сценариев, в которых моделируются действия при аварийных и нештатных ситуациях, с контролем внимания при работе с множественными консолями, а также адаптации оператора к дефициту времени и высокому риску ошибок. Система физиологической обратной связи фиксирует динамику пульса, КГР и дыхания, отображая их на экране инструктора. Это позволяет оценить психофизиологическую устойчивость персонала, выявлять индивидуальные реакции на стрессовые стимулы и корректировать режимы тренировки с учётом особенностей каждого обучаемого.

Дополнительно система обеспечивает возможность анализа вариабельности измеряемых параметров и интеграции данных с адаптивными алгоритмами VR-среды, что повышает точность оценки функционального состояния и эффективность тренировки в реальном времени.




Форма представления информации с фотоплетизмографического датчика при исполнении сценария

В докладе приводятся результаты оценок эффективности применения VR-БОС-комплекса при тренировках персонала.

## Заключение

Интеграция VR-технологий с фотоплетизмографическими, кожно-гальваническими, дыхательными и температурными датчиками позволяет создавать современные тренажерные комплексы с биологической обратной связи, которые дают возможность объективно в реальном масштабе времени оценивать психофизиологическое состояние человека в условиях стрессовых и экстремальных нагрузок. Использование описываемого набора датчиков обеспечивает комплексную регистрацию сердечного ритма, вариабельности пульса, эмоциональной активации, дыхательных паттернов и изменений периферического кровообращения, что позволяет рассчитывать индекс психической напряжённости по методике Баевского.

Применение VR-БОС-комплекса с адаптивной обратной связью повышает эффективность обучения действиям в стрессовых ситуациях, позволяет корректировать нагрузку в реальном времени и улучшает качество подготовки специалистов ответственных профессий. Несмотря на технические и методические сложности, связанные с наличием влияния артефактов на регистрируемые сигналы и индивидуальными особенностями тренируемых, комплекс демонстрирует высокую информативность и объективность оценки функционального состояния, открывая перспективы для её применения в энергетике, медицине, силовых структурах, авиации и других сферах, где критически важна точность действий и стрессоустойчивость лиц, принимающих ответственные решения.

## Библиографические ссылки


1. *Лебедев А. Н.* Биологическая обратная связь в психофизиологии человека. – М.: Наука, 2008.
2. *Гребенников И. А.* Психофизиология операторской деятельности. – СПб.: Речь, 2010.
3. *Романов П. И.* Физиология труда и стресса. – СПб.: Питер, 2014.
4. *Щербатых Ю. В.* Стресс и стрессоустойчивость человека. – М.: Эксмо, 2012.
5. *Васильев В. П.* Методы регистрации физиологических сигналов. – Минск: БГУ, 2015.
6. *Трощкий А. В.* Системы биологической обратной связи: инженерные решения и программная реализация. – СПб.: БХВ-Петербург, 2016.
7. *Лурия А. Р.* Основы нейропсихологии. – М.: Академия, 2003. 384 с.
8. *Судаков К. В.* Системные механизмы саморегуляции функций организма. – М.: Медицина, 1999.
9. *Тихонов В. Н., Колесников А. В.* Фотоплетизмография: принципы, методы и приборы. – М.: Техносфера, 2018.
10. *Webster J. G.* Design of Pulse Oximeters. – Boca Raton: CRC Press, 1997. (инженерные основы фотоплетизмографических измерений)
11. Wearable Photoplethysmographic Sensors – Past and Present /T. Tamura [et al.] // Electronics. 2014. Vol. 3, Iss: 2, P. 282–302.
12. *Соловьёв С. А.* Аппаратные средства регистрации физиологических сигналов: основы проектирования. – М.: Радиотехника, 2020.
13. *Баевский Р. М., Берсенева А. П.* Оценка адаптационных возможностей организма и риск развития заболеваний. – М.: Медицина, 1997. 234 с.

# Блок управления сверхъяркими светодиодами устройства для определения сатурации артериальной крови коры головного мозга

**В. А. Фираго, С. Г. Славинский, Е. В. Сафонов**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: firago@bsu.by*

Рассматриваются устройства неинвазивного определения оксигенации кислорода артериальной крови коры головного мозга. Для миниатюризации и упрощения оптико-электронного блока предлагается использовать модуль пульсоксиметра на основе микросхемы MAX30102. Показано, что для его использования в измерителе сатурации артериальной крови $SaO_2$ коры головного мозга необходим блок излучателей на основе сверхъярких светодиодов. Разработана и протестирована схема двухволнового блока светодиодных излучателей, управляемых сигналами RD и IRD модуля пульсоксиметра на MAX30102.

***Ключевые слова:*** рефракционная пульсоксиметрия, сатурация артериальной крови, сосуды коры головного мозга, модуль пульсоксиметра, сверхъяркие светодиоды.

# Control unit for ultra-bright LEDs of a device for determining arterial blood saturation in the cerebral cortex

**V. A. Firago, S. G. Slavinski, E. V. Safonov**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: firago@bsu.by*

Devices for non-invasive determination of arterial blood oxygenation in the cerebral cortex are considered. To miniaturize and simplify the optoelectronic unit, it is proposed to use a pulse oximeter module based on the MAX30102 microchip. It has been shown that a block of emitters based on super-bright LEDs is required for its use in the $SaO_2$ arterial blood saturation meter of the cerebral cortex. A dual-wave LED emitter block circuit controlled by RD and IRD signals from the MAX30102 pulse oximeter module has been developed and tested.

***Keywords:*** refractive pulse oximetry, arterial blood saturation, cerebral cortex vessels, pulse oximeter module, super-bright LEDs.

## Введение

Мозг человека является органом с наибольшим потреблением кислорода, который доставляется гемоглобином эритроцитов по артериальным сосудам. Их состояние определяет самочувствие человека, поскольку спазмы сосудов коры головного мозга приводят к нарушению его кровоснабжения и, соответственно, кислородному голоданию. При этом могут возникать головные боли, головокружение, тошнота, нарушения речи и координации и т. д. Создание и налаживание производства сверхъярких светодиодов позволяет говорить о создании портативного пульсоксиметрического устройства для измерения $SaO_2$ в сосудах коры головного мозга. Черепная коробка не имеет сосудов, а в коже головы их мало и их вклад в общее ослабление гемоглобином крови зондирующего светового излучения небольшое, поэтому его можно учесть.

Насыщение гемоглобина артериальной крови коры головного мозга кислородом может измеряться неинвазивными методами [1–3]. При создании портативного измерителя целесообразно использовать модуль пульсоксиметра на основе гибридной микросхемы MAX30102. Это микросхема имеет встроенный миниатюрный оптико-электронный блок, содержащий фотоприемник и два светодиода с длинами волн максимумов излучения примерно 680 нм и 880 нм. Мощность излучения этих светодиодов небольшая, поэтому этот пульсоксиметрический блок необходимо дополнять внешними сверхъяркими светодиодами [4]. При организации управления излучением сверхъярких светодиодов сигналами RD и IRD пульсоксиметрического модуля на MAX30102, появляется возможность регистрировать их диффузно рассеиваемое тканями головы излучение даже при расстояниях между ними и фотодиодом, составляющим 1–1.5 см. При вводе излучения сверхъярких светодиодов через кожные покровы в ткани головы возникает ореол диффузно отражаемого излучения, края которого формируются излучением, диффузно рассеиваемым в основном корой головного мозга [5]. Причем, модуляция его интенсивности определяется пульсовыми колебаниями диаметра внутреннего просвета артериальных сосудов коры головного мозга, что делает возможным определение сатурации $SaO_2$.

В докладе рассматриваются проблемы, возникающие при разработке и апробации блока управления сверхъяркими светодиодами.

## 1. Компонентная база разработанного блока

При проведении измерений $SaO_2$ в артериальных сосудах коры головного мозга сверхяркие светодиоды должны находиться на расстоянии 1–1.5 см от фотоприемника. Оптимальным вариантом является применение миниатюрного пульсоксиметрического модуля на основе MAX30102, в котором уже содержатся все необходимые компоненты для измерения сатурации. Тогда сверхяркие R и IR светодиоды можно размещать непосредственно возле модуля, что позволяет объединить их с модулем пульсоксиметра в одном компактном корпусе, который через шлейф с длиной 70–90 см можно подсоединить к управляющей микропроцессорной плате. При использовании платы Blue Pill на основе микропроцессора STM32F103C8T6 появляется возможность относительно простого подключения пульсоксиметрического модуля со сверхяркими светодиодами к ноутбуку через интерфейс USB. При этом питание всего микропроцессорного устройства ведется от шины питания USB +5 В.

Пульсоксиметрический модуль на MAX30102 имеет низкий уровень шума и содержит узел снижения влияния внешней засветки на измеряемые значения $SaO_2$. Параметры импульсного излучения встроенных в MAX30102 светодиодов (яркость излучения и длительность импульсов в пределах от 69 до 411 мкс) настраиваются программно. В качестве внешних светодиодов используются SMD светодиоды серии Cree 3535 с потребляемой мощностью до 1 Вт.

## 2. Особенности схемы устройства

Пульсоксиметрический модуль MAX30102 обеспечивает базовый функционал для создания измерителя $SaO_2$. Без доработки его можно использовать для из-

мерения $SaO_2$ в артериальных сосудах кожи головы. Для регистрации световых потоков, диффузно отражаемых корой головного мозга, слева и справа от модуля размещаются по два светодиода с максимумами спектральной плотности яркости излучения на длинах волн 680 и 880 нм, соответственно. Это позволяет в два раза расширить область диффузного отражения и, соответственно, мощность отраженных потоков, принимаемых светодиодом MAX30102.

Поскольку сверхяркие светодиоды расположены на расстоянии более 1 см от фотодиода, излучение, рассеиваемое кожей головы в точках ее соприкосновения с прозрачными линзами светодиодов, практически не попадает на фотодиод. Поэтому при их выключении фотодиодом MAX30102 регистрируются импульсное рассеянное излучения встроенных в MAX30102 светодиодов, что позволяет определить их параметры и далее учитывать их вклад в общие потоки при совместной работе со сверхъяркими светодиодами.

Из-за малой амплитуды импульсов RD и IRD, вырабатываемых MAX30102 синхронно с включением излучения встроенных светодиодов, они не могут напрямую использоваться в качестве управляющих. Поэтому для преобразования их в логические управляющие сигналы в схеме используются два компаратора с интегрирующей RC цепочкой на их инвертирующих входах, состоящей из резистора R2 и конденсатора C1, как показано на рис. 1. Поскольку импульсы RD и IRD инвертированы, электронные ключи для включения сверхъярких светодиодов выполнены на P-канальных полевых транзисторах с подтяжкой потенциала затвора к уровню питающего напряжения +5 В.

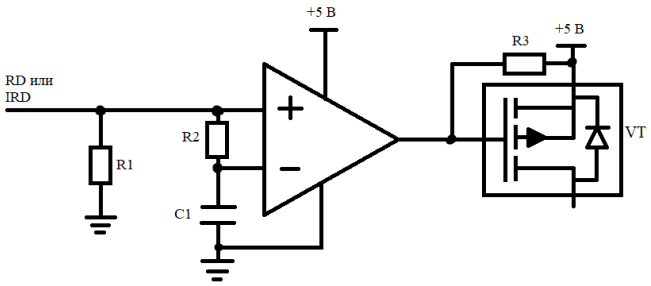



*Рис.1*. Принципиальная схема преобразования компаратором импульсов RD или IRD в TTL импульсы для управления включением/отключением внешних светодиодов

Форма импульсов RD и IRD, формируемых MAX30102, и импульсов включения сверхярких светодиодов, которые формируются компараторами, показаны на рис. 2. Для разрешения работы внешних светодиодов достаточно одного вывода микроконтроллера, который подает положительный потенциал в затвор полевого транзистора с N-каналом.

При старте измерения, сначала автоматически подбираются токи для встроенных светодиодов, чтобы сигналы с 18-разрядного АЦП находились в пределах 70–80 % от верхнего значения его диапазона преобразования. После этого модуль MAX30102 переходит в режим получения двух фотоплетизмограмм и расчёта сатурации $SaO_2$ в коже головы. Далее выполняется переход в режим измерения сатурации артериальной крови коры головного мозга. Для этого ток через встроенные светодиоды снижается до 1 мА, и включаются внешние светодиоды. Модуль

MAX30102 остаётся в режиме измерения двух фотоплетизмограмм и расчёта $SaO_2$, в артериальных сосудах коры головного мозга.

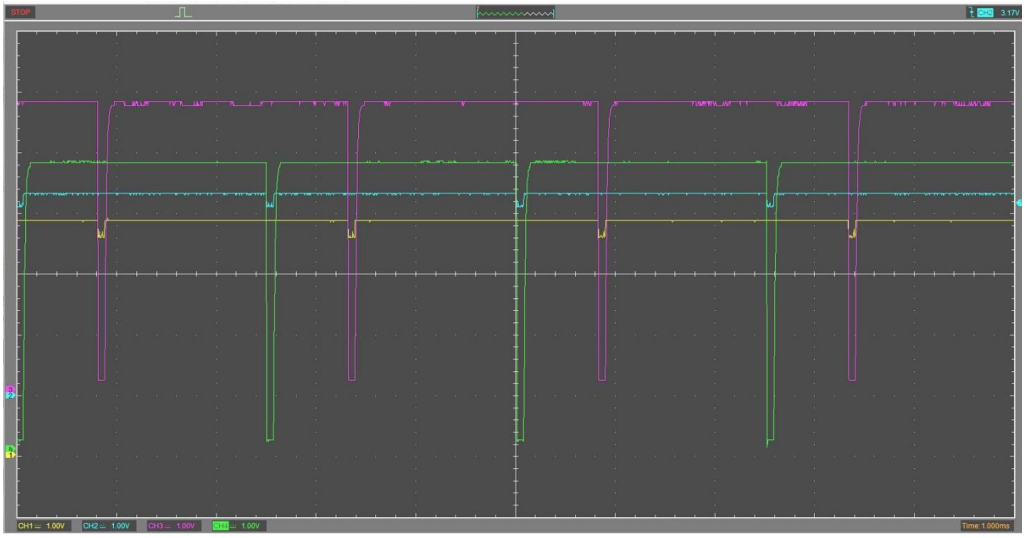


*Рис. 2.* Форма импульсов на выходах RD и IRD MAX30102 (осциллограммы голубого и жёлтого цвета) и на выходах компараторов (осциллограммы зеленого и фиолетового цвета)

## Заключение

Разработка и тестирование миниатюрного пульсоксиметрического блока на основе модуля MAX30102, дополненного внешними сверхъяркими светодиодами, показали возможность его использования при оперативной оценке сатурации гемоглобина артериальной крови в сосудах кожи головы и коры головного мозга.

## Библиографические ссылки


1. Определение оксигинации крови коры головного мозга / А. В. Лебедевский [и др.] // Компьютерные технологии и анализ данных (CTDA’2024) : материалы IV Междунар. науч.-практ. конф., Минск, 25–26 апр. 2024 г. / Белорус. гос. ун-т ; редкол.: В. В. Скакун (отв. ред.) [и др.]. – Минск : БГУ, 2024. С. 336–339.
2. *Фираго В. А.* Возможности диффузионной спектроскопии с пространственным разрешением при определении гидратации и параметров микроциркуляторного русла биотканей // Журнал прикладной спектроскопии. 2024. Т. 91, № 3. С. 378–393.
3. *Фираго В. А.* Оценка жесткости малых артериальных сосудов поверхностных биотканей по их спектрально-временным профилям диффузного отражения светового излучения / В. А. Фираго // Журнал прикладной спектроскопии. 2024. Т. 91, № 1. С. 107–123.
4. Неинвазивное определение сатурации артериальной и венозной крови в коре головного мозга / Кугейко М. М. [и др.] // Материалы седьмой Междунар. науч.-практ. конф. «Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния» 18 – 19 мая 2023 г., Минск, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А. Н. Севченко». – Минск: 2023. С. 39–42.
5. *Hueber D., Fantini S., Cerussi A., Barbieri B.* New optical probe designs for absolute (selfcalibrating) NIR tissue hemoglobin measurements / Hueber D. [et al.] // Optical Tomography and Spectroscopy of Tissue III; International Society for Optics and Photonics: San Jose, CA, USA, 1999; Volume 3597, P. 618–631.

# Комплекс оптико-физических датчиков для оперативной оценки текущего состояния сердечнососудистой системы

**В. А. Фираго, А. В. Лебедевский, С. Г. Славинский, В. М. Слодинская**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: lededevskiys@yandex.by*

Представлено компьютеризированное устройство, содержащее микропроцессорный комплекс оптико-физических датчиков, устанавливаемых в трех точках руки, которое предназначено для оперативной оценки состояния сердечнососудистой системы в кабинетах ежегодной диспансеризации населения. Обсуждается методика проведения измерений, определения и визуализации параметров и графических зависимостей кровотока в магистральных артериальных сосудах и сосудах микроциркуляторного русла руки, которые наиболее информативны для врачей общей практики при выявлении во время диспансеризации лиц с признаками сосудистых патологий и направления их к соответствующим узким специалистам.

***Ключевые слова:*** сердечнососудистый мониторинг; рефлексионная пульсоксиметрия; тонометрия; компьютеризированный медицинский комплекс.

# Complex of optical-physical sensors for operative assessment of current state of cardiovascular system

**V. A. Firago, A. V. Lebedevskiy, S. G. Slavinski, V. M. Slodinskaya**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: lededevskiys@yandex.by*

A computerized device is presented, containing a microprocessor complex of optical-physical sensors installed at three points on the arm. Its purpose is to provide an operational assessment of the state of the cardiovascular system in annual medical dispensary offices. The methodology for measuring, determining, and visualizing the parameters and graphical dependencies of blood flow in the main arterial vessels and microcirculatory vessels of the hand is discussed. Their informative value for general practitioners in identifying individuals with signs of vascular pathologies during medical dispensary examinations and referring them to the appropriate specialists is demonstrated.

***Keywords:*** Cardiovascular monitoring; reflex pulse oximetry; tonometry; computerized medical complex.

Сердечнососудистые заболевания лидируют по количеству смертей в мире [1]. Согласно мнению Всемирной организации здравоохранения, программы по борьбе с гипертензией, стенокардией, атеросклерозом, варикозом, тромбозом можно эффективно осуществлять в учреждениях здравоохранения первого звена [2] (в том числе в кабинетах ежегодной диспансеризации), проводя диагностику перечисленных заболеваний на ранних стадиях и экономя значительные средства как системы здравоохранения страны, так и граждан на их лечение.

В настоящее время врачи общей практики при приеме пациентов с жалобами на сердечнососудистую систему используют тонометр и пульсоксиметр, которые дают информацию о систолическом и диастолическом давлениях крови, частоте сердечных сокращений и сатурации гемоглобина артериальной крови кислородом $SaO_2$. Однако

их возможности не позволяют оценивать динамику тока крови в магистральных и малых артериальных сосудах, а также наиболее информативные параметры сосудов артериального бассейна микроциркуляторного русла.

Для внедрения в систему диспансеризации методик и аппаратуры выявления признаков сердечнососудистых патологий на ранних стадиях их развития необходим компьютеризированный комплекс, содержащий комплекс оптико-физических датчиков, позволяющих расширить перечень используемых показателей. В докладе рассматривается созданный комплекс «Кардиоваскулярный помощник терапевта», предназначенный для оценки: систолического $P_s$, среднего $P_m$ и диастолического $P_d$ давлений крови на основе аппроксимации осциллометрических данных линейно-экспоненциальными функциями; скорости распространения пульсовой волны в магистральных и малых артериальных сосудах; постоянной времени восстановления оксигенации гемоглобина крови кислородом после окклюзии кровотока в нижней части руки плечевой манжетой; вариабельности сердечного ритма.

Рассматриваемый комплекс оптико-физических датчиков позволяет регистрировать и визуализировать на экране компьютера или ноутбука набор регистрируемых и рассчитываемых графических зависимостей:

– формы колебаний давления $\Delta P_{cf}(t, P_{cf})$ в мембране плечевой манжеты, что дает информацию о колебаниях давления крови в аорте с возможностью классификации состояния миокарда, аорты и магистральных артерий, учитывающей наличие и положение дикротической выемки;

– размаха пульсовых колебаний объема крови $\Delta V_{\text{pba}}(t, P_{cf})$ в участке плечевой артерии, лежащей под мембраной манжеты (при известной передаточной функции манжеты $H_{\text{cf}}(P_{cf})$);

– временных зависимостей сатурации $SaO_2$ и формы R и IR фотоплетизмограмм при изменении давления в манжете и в спокойном состоянии.

Использование этих зависимостей позволяет рассчитывать коэффициент растяжения стенки плечевой артерии в кольцевом направлении (при знании диаметра ее внутреннего просвета $D_{ba}$), что косвенно позволяет судить о значении этого коэффициента $k_{ts}$ при отсутствии давления в манжете.

Для исследования состояния малых кровеносных сосудов комплекс оснащен малой окклюзионной манжетой для пальца, совмещенной с пульсоксиметром. Изучение реакции тканей пальца конечности (руки или ноги) на окклюзию позволит определять параметры и состояние сосудов их микроциркуляторного русла.

### Библиографические ссылки


1. WHO Mortality Database (2022) – processed by Our World in Data. “Age-standardized deaths that are from cardiovascular diseases per 100,000 people, in both sexes aged all ages” [dataset, electronic resource]. WHO Mortality Database (2022) [original data]. – URL: https://ourworldindata.org/cardiovascular-diseases?insight=death-rates-from-cardiovascular-diseases-have-declined-in-many-countries#key-insights (date of access: 21.10.2025).
2. Сердечно-сосудистые заболевания – Информационные бюллетени [Electronic resource] – URL: https://www.who.int/ru/news-room/fact-sheets/detail/cardiovascular-diseases-(cvds) (date of access: 21.10.2025).

# Противогрибковое действие синего света, обусловленное наномолярными концентрациями эндогенных порфириновых фотосенсибилизаторов в клетках дрожжей *Candida albicans*

**А. Л. Шмитько[1)], А. И. Третьякова[1)], Р. К. Нагорный[1)], А. В. Микулич[1)], А. Н. Собчук[1)], Т. С. Ананич[1)], Н. Д. Прокопенко[1)], С. В. Якимчук[1)], И. А. Леусенко[1)], Л. Г. Плавская[1)], В. М. Катаркевич[1)], В. Ю. Плавский[1)], О. А. Емельянова[2)], Н. В. Дудчик[2)]**

*[1)] Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: kalern@inbox.ru*

*[2)] Научно-исследовательский институт гигиены, токсикологии, эпидемиологии, вирусологии и микробиологии, Минск, Беларусь*

Исследовано ингибирование роста дрожжей *Candida albicans* за счет воздействия лазерного излучения синей области спектра. Выяснено, что основным механизмом, ответственным за гибель дрожжей, является поглощение излучения эндогенными флавиновыми и порфириновыми фотосенсибилизаторами, с последующей инициацией фотохимических реакций, протекающих с участием цитотоксических активных форм кислорода. Оценка показала, что концентрация порфиринов в клетках дрожжей находится на наномолярном уровне.

***Ключевые слова:*** фотоинактивация грибков; синий свет; эндогенные фотосенсибилизаторы; порфирины; флавины; активные формы кислорода; *Candida albicans*.

# Antifungal activity of blue light mediated by nanomolar concentrations of endogenous porphyrin photosensitizers in *Candida albicans* yeast cells

**A. L. Shmitko[1)], A. I. Tretyakova[1)], R. K. Nahorny[1)], A. V. Mikulich[1)], A. N. Sobchuk[1)], T. S. Ananich[1)], N. D. Prokopenko[1)], S. V. Yakimchuk[1)], I. A. Leusenka[1)], L. G. Plavskaya[1)], V. M. Katarkevich[1)], V. Y. Plavskii[1)], O. A. Emeliyanova[2)], N. V. Dudchik[2)].**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: kalern@inbox.ru*

*[2)] Research Institute of Hygiene, Toxicology, Epidemiology, Virology and Microbiology, Minsk, Belarus*

*Candida albicans* yeast growth was inhibited by irradiating the cells of this microorganism with blue laser light. It was found that the primary mechanism responsible for yeast death is the absorption of radiation by endogenous flavin and porphyrin photosensitizers, followed by the initiation of photochemical reactions involving cytotoxic reactive oxygen species. Evaluation revealed that the concentration of porphyrins in yeast cells is at the nanomolar level.

***Keywords:*** photoinactivation of fungi; blue light; endogenous photosensitizers; porphyrins; flavins; reactive oxygen species; *Candida albicans*.

## Введение

Актуальной в области здравоохранения является проблема, связанная с возникновением устойчивости у многих патогенных грибковых микроорганизмов к

действию антимикотических лекарственных препаратов. Кроме этого, ряд противогрибковых средств обладает токсичностью в отношении различных органов и тканей пациента, что ограничивает повышение лекарственной эффективности за счет увеличения дозы применяемых препаратов. Таким образом, имеется острая необходимость в разработке иных подходов к борьбе с болезнетворными грибками. В качестве альтернативных способов подавления патогенной микрофлоры могут выступать оптические методы.

Целью данной работы является разработка методов по применению оптического излучения синей области спектра (400 – 470 нм) для ингибирования роста патогенных дрожжевых грибков *Candida albicans* без внесения внешних фотосенсибилизаторов, а также выяснение физико-химических механизмов, ответственных за реализацию противогрибкового действия излучения указанного спектрального диапазона.

## 1. Материалы и методы исследования

Используемой в исследовании культурой был штамм дрожжей *Candida albicans* ATCC 10231. Для проведения фотоинактивации использовались лазерные источники. Облучение суспензий дрожжей осуществлялось через дно стандартных кварцевых кювет. Количественный учет числа выживших в ходе облучения клеток проводился путем подсчета колоний, образовавшихся после высевания облученной суспензии на агаризованные чашки Петри.

Хемилюминесцентные измерения дрожжевых суспензий, подверженных воздействию лазерного излучения на различных длинах волн, проводились сразу после облучения при помощи хемилюминометра Lum 5773 (ДИСофт, Россия), работающем в режиме счета фотонов; спектральная чувствительность 300 – 650 нм.

Запись спектров флуоресценции и возбуждения флуоресценции, а также кинетики затухания интенсивности флуоресценции экстрактов дрожжей и растворов химически чистых порфиринов и флавинов проводили в стандартных кварцевых кюветах на спектрофлуориметре Fluorolog-3 (Horiba Jobin Yvon, Inc., France).

Определение концентраций эндогенных порфиринов, локализованных внутри клеток *C. albicans*, проводилось путем сравнения значения интенсивности в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции экстрактов, приготовленных из одной и той же клеточной биомассы *C. albicans*, с интенсивностями в спектрах эталонных растворов химически чистых порфиринов. Концентрацию порфиринов в эталонных растворах определяли по значению оптической плотности, измеренной на спектрофотометре Solar UV-VIS PB 2201, на длине волны, соответствующей максимуму полосы Соре порфиринов, с учетом известного коэффициента молярной экстинкции. Далее концентрация порфиринов в экстрактах дрожжей пересчитывалась на единицу внутриклеточного объема.

## 2. Результаты исследования и их обсуждение

Воздействие на суспензии *C. albicans* излучением с длиной волны 405 нм и 450 нм и плотностью мощности 50 – 100 мВт/см$^2$ привело к ингибированию роста клеток дрожжей, что выражалось в уменьшении числа жизнеспособных клеток при

увеличении длительности облучения при постоянной плотности мощности. Так, при воздействии излучением с длиной $\lambda = 405$ нм при энергетической дозе 600 Дж/см$^2$ наблюдалась гибель практически всех клеток в облученной суспензии. При одинаковых энергетических дозах наибольший эффект фотоингибирования был всегда выше при воздействии излучением с длиной волны 405 нм по сравнению с 450 нм.

Измерения показали, что в момент начала регистрации сигнала значение интенсивности хемилюминесценции (ХЛ) клеток, облученных на длине 405 нм, было выше по сравнению с таковым значением для суспензии, облученной на 450 нм (рис. 1). Известно, что интегральная интенсивность ХЛ (равной площади под кинетическими кривыми затухания ХЛ) количественно отражает протекание фотохимических реакций, в том числе с участием активных форм кислорода (АФК), оказывающих деструктивное воздействие на клетки [1]. Сравнивая между собой интегральные интенсивности ХЛ, индуцированных облучением на различных длинах волн, становится возможным косвенно установить зависимость величины фотоингибирующего эффекта от длины волны воздействующего излучения. Значение интегральной интенсивности ХЛ суспензий *C. albicans*, инициированной излучением с длиной волны 405 нм, превышало в 1,42 раза таковое значение для ХЛ, индуцированной светом с длиной 450 нм (за вычетом интегральной интенсивности ХЛ необлученной суспензии), что коррелирует с более выраженным фотоповреждающим эффектом лазерного излучения на длине 405 нм по сравнению с 450 нм.

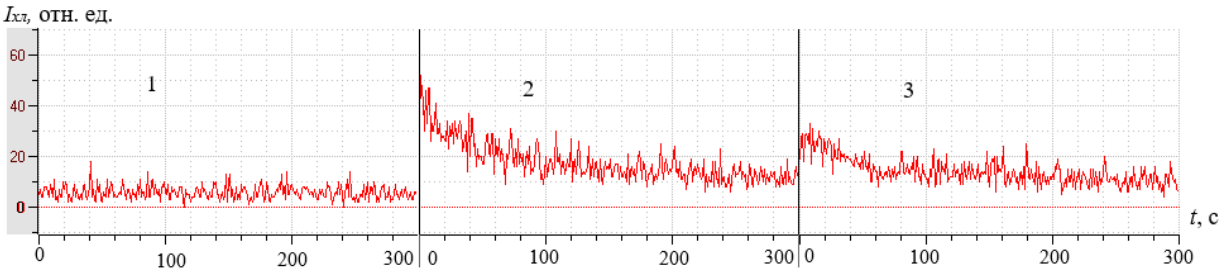



*Рис. 1.* Кинетика затухания хемилюминесценции дрожжей *C. albicans*: спонтанной хемилюминесценции до облучения (1), светоиндуцированной хемилюминесценции после прекращения воздействия (2, 3) импульсным лазерным излучением ($F$ = 100 Гц, $\tau$ =17 нс) с длиной волны 405 нм (2) и 450 нм (3) со средней плотностью мощности $P$ = 50 мВт/см$^2$ в течение 3 мин

Установлено, что первичным процессом, инициирующим фотохимические реакции, сопровождающиеся образованием АФК, в клетках *C. albicans* является поглощение воздействующего излучения молекулами эндогенных фотосенсибилизаторов флавиной и порфириновой природы, присутствие которых в экстрактах дрожжей подтверждено спектрально-флуоресцентными методами. В спектре флуоресценции водных экстрактов дрожжей при $\lambda_{ex}$ = 405 нм обнаружена широкая несимметричная полоса с максимумом при 532 нм, которая отнесена к флуоресценции флавинов (кривая 1, рис. 2) [2]. На длинноволновом склоне указанной полосы обнаружены плечи при 576, 610 и 673 нм. Последние два плеча могли быть компонентами порфириновой флуоресценции [2]. Пик при 470 нм обусловлен ком-

бинационным рассеянием на молекулах воды. В спектре возбуждения флуоресценции водных экстрактов при $\lambda_{em}$ = 532 нм обнаружены две полосы с максимумами при 374 и 447 нм, соответственно, а также локальный минимум при 400 нм (кривая 2, рис. 2). Такое расположение экстремумов характерно для спектров поглощения водных растворов флавинов [2], что является подтверждением присутствия соединений данного типа в исследуемом экстракте.

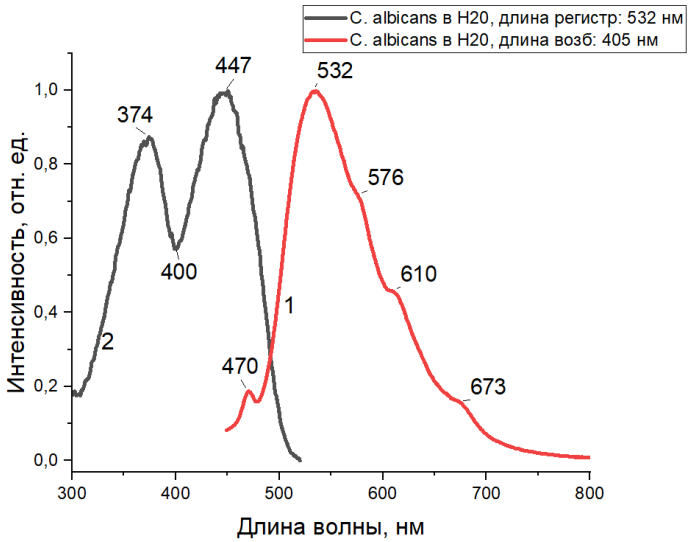



*Рис. 2.* Спектры флуоресценции (1) и возбуждения флуоресценции (2) водных экстрактов дрожжей *C. albicans* при $\lambda_{ex}$ = 405 нм (1), $\lambda_{em}$ = 532 нм (2)

В спектре флуоресценции экстракта *C. albicans* в 1 М соляной кислоте при $\lambda_{ex}$ = 405 нм отсутствовала компонента, связанная с флавинами, что обусловлено тушением флуоресценции этих соединений в присутствии кислоты – это позволило зарегистрировать флуоресценцию порфиринов в красной области спектра. Так, в спектре флуоресценции кислотных экстрактов грибков при $\lambda_{ex}$ = 405 нм наблюдались две полосы с максимумами при 598 и 656 нм, соответственно, что характерно для порфиринов в соляной кислоте (кривая 1, рис. 3) [2]. В спектре возбуждения флуоресценции при $\lambda_{em}$ = 656 нм отчетливо наблюдалась полоса с максимумом при 404 нм (кривая 2, рис. 3), которая была идентифицирована как полоса Соре, характерная для порфириновых соединений. Сравнение измеренных спектров кислотных экстрактов *C. albicans* со спектральными характеристиками растворов химически чистых порфиринов в 1 М соляной кислоте позволило сделать предположение о присутствии в клетках дрожжей копропорфирина III и протопорфирина IX. На это указывал тот факт, что в спектре возбуждения флуоресценции кислотного экстракта грибков полуширина полосы с максимумом при 404 нм имела промежуточное значение по отношению к полуширинам полос Соре указанных двух порфиринов. Кинетика затухания интенсивности флуоресценции кислотного экстракта на длине волны $\lambda_{em}$ = 656 нм при $\lambda_{ex}$ = 405 нм аппроксимирована полиэкспоненциальной функцией с тремя компонентами. При этом время затухания одного из аппроксимирующих компонентов было равно $\tau_3$ = 4,5 нс, занимая промежуточное значение между временами затухания флуоресценции растворов

протопорфирина IX (τ = 4,4 нс) и копропорфирина III (τ = 4,7 нс) в 1 М соляной кислоте, также свидетельствуя о наличии смеси этих двух соединений в исследуемом экстракте.

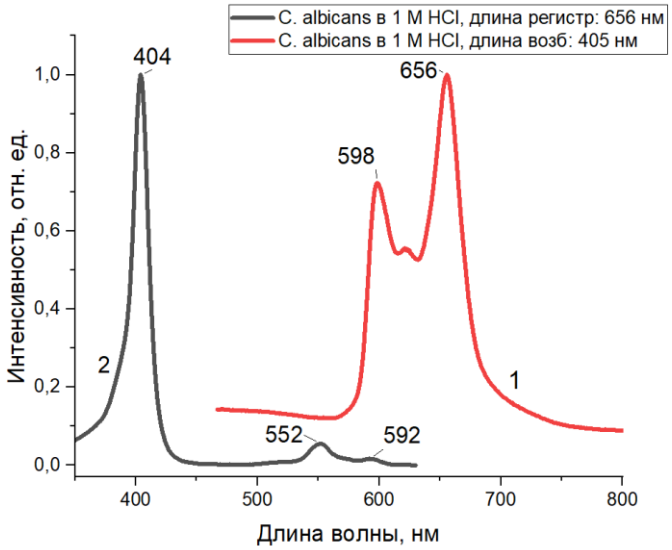



*Рис. 3.* Спектры флуоресценции (1) и возбуждения флуоресценции (2) экстрактов дрожжей *C. albicans* при $\lambda_{ex}$ = 405 нм (1), $\lambda_{em}$ = 656 нм (2)

Оценка показала, что концентрация порфиринов, содержащихся в клетках *C. albicans*, составляет $8{,}2\times10^{-9}$ моль на 1 мл внутриклеточного содержимого. Несмотря на столь малое содержание, их вклад в фотосенсибилизированную гибель клеток становится существенным при воздействии излучением с длиной волны 405 нм, соответствующей максимуму полосы Соре поглощения порфиринов и локальному минимуму поглощения флавинов. О ключевом вкладе порфиринов в эффекты фотоинактивации также говорит следующее: а) коэффициент молярной экстинкции порфиринов в синей области спектра превышает таковой для флавинов; б) значения квантовых выходов генерации синглетного кислорода для порфиринов выше, чем для флавинов; в) молекулы эндогенных порфиринов локализованы вблизи митохондрий, повреждение которых влечет за собой клеточную гибель [3]. При воздействии излучением с длиной 450 нм основной вклад в фотоинактивацию дрожжей вносят флавины, вследствие близости указанной длины волны к максимуму соответствующей полосы в спектрах поглощения данных соединений.

## Библиографические ссылки


1. Эндогенные фотоакцепторы, сенсибилизирующие фотобиологические реакции в соматических клетках / Плавский В. Ю. [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. 2023. Т. 90, № 2. С. 239–252.
2. Porphyrins and flavins as endogenous acceptors of optical radiation of blue spectral region determining photoinactivation of microbial cells / V. Y. Plavskii, A. V. [et al.] // J. Photochem. Photobiol. B. 2018. Vol. 183. P. 172–183
3. Spectral dependence of inhibitory effect of blue light on cancer cells and efficacy of light-induced intracellular generation of reactive oxygen species in vitro / V. Y. Plavskii [et al.] // J. Biomed. Res. Environ. Sci. 2024. Vol. 5, № 11. P. 1531–1555.

# Фотодиссоциация оксида углерода в субъединицах гемоглобина

**С. В. Лепешкевич, И. В. Сазанович, М. В. Пархоц**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: s.lepeshkevich@ifanbel.bas-net.by*

Для решения одной из фундаментальных задач физической биологии, а именно, определения взаимосвязи между структурой, функцией и динамикой белка, большой интерес представляет изучение механизма разрыва связи между оксидом углерода (CO) и гем-белками. На данный момент не утихают споры о механизме фотодиссоциации CO от гемового железа. Для определения динамики фотодиссоциации CO в изолированных цепях гемоглобина человека нами была использована техника кинетической абсорбционной спектроскопия в среднем инфракрасном диапазоне во временном диапазоне от единиц пикосекунд до единиц миллисекунд. Полученные результаты представляют собой первое прямое экспериментальное доказательство механизма фотодиссоциации CO, содержащего несколько диссоциирующих состояний.

***Ключевые слова:*** оксид углерода; гемоглобин; фотодиссоциация; квантовый выход; лазерная кинетическая абсорбционная спектроскопия; средний инфракрасный диапазон.

# Photodissociation of carbon monoxide from the hemoglobin subunits

**S. V. Lepeshkevich, I. V. Sazanovich, M. V. Parkhats**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: s.lepeshkevich@ifanbel.bas-net.by*

Determining dynamics of bond breaking between carbon monoxide (CO) and heme proteins is essential to understand the interplay between protein function and dynamics, which is one of the fundamental challenges of physical biology. There is an ongoing debate about the mechanism of CO photodissociation from the heme iron. Here we use picosecond to millisecond transient mid-infrared spectroscopy to determine the dynamics of CO photodissociation from the isolated human hemoglobin chains. The obtained results offer the first direct experimental proof of the CO photodissociation mechanism containing several dissociative states.

***Keywords:*** carbon monoxide; hemoglobin; photodissociation; quantum yield; laser kinetic absorption spectroscopy; mid-infrared region.

## Введение

Разрыв и образование связи между малым лигандом и гем-белком является триггером многих важных биохимических процессов, таких как конформационные изменения белков, перенос электрона и передача сигналов в клетке. Эти процессы играют фундаментальную роль в химии, биологии и медицине. Моделью для изучения подобных процессов в белках служит гемоглобин (Hb) –

аллостерический белок, обратимо связывающий и переносящий молекулярный кислород ($O_2$). Hb состоит из двух димеров, образованных двумя неидентичными α и β субъединицами. Каждая субъединица гемоглобина содержит активный центр – гем *b* (Fe-протопорфирин IX), в котором ион железа связан с проксимальным гистидином F8 (рис. 1). Двухвалентное гемовое железо может обратимо связывать один двухатомный лиганд, такой как $O_2$ или оксид углерода (CO). Связывание происходит в дистальном гемовом кармане. Лиганд CO, эндогенно продуцируемый в организме, является сигнальной молекулой. Таким образом, изучение динамики разрыва и образования связи между молекулой CO и гемом, связанным с Hb, имеет важное значение для понимания первичных процессов передачи сигналов в клетке, а также транспорта малых молекул в физиологических системах.

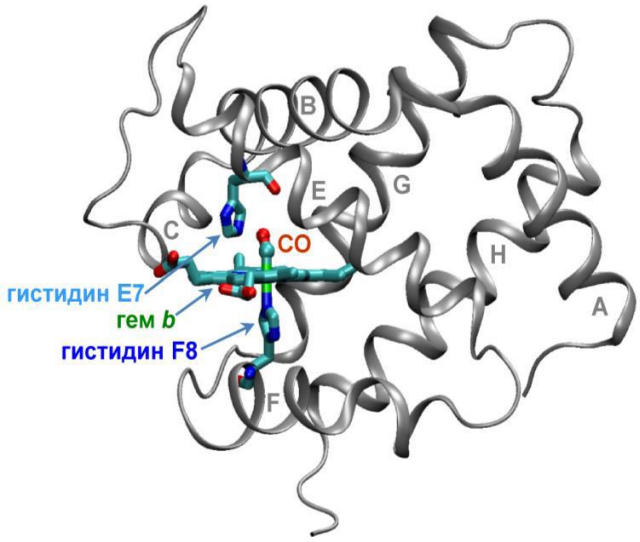



*Рис. 1.* Структура α-субъединицы HbCO (PDB код 1BBB) в ленточном представлении; дистальный гистидин E7, проксимальный гистидин F8, молекула гема *b* с ионом железа в центре, молекула оксида углерода (CO), координированная к иону железа, показаны скелетными моделями; гем *b* находится между спиралями E и F

Одним из способов разрыва связи между железом гема и CO является фотолиз. С применением техники фемтосекундной лазерной абсорбционной спектроскопии видимого спектрального диапазона ранее было показано [1], что разрыв связи между железом гема и CO происходит менее чем за 50 фс. Множество экспериментальных и теоретических работ было посвящено изучению механизма фотодиссоциации комплексов оксида углерода с гембелками, а также исследованию связанной с этим процессом электронной и структурной релаксации гема. В литературе на данный момент продолжаются дискуссии о диссоциирующем состоянии этих комплексов. Следует отметить, что до сих пор не было экспериментальных доказательств существования более чем одного диссоциирующего состояния. Можно ожидать, что любые дополнительные диссоциирущие состояния будут относительно долгоживущими и будут вносить меньший вклад в общий

процесс диссоциации, чем первичный процесс длительностью менее 50 фс. Наблюдение фотодиссоциации из таких состояний будет существенно затруднено сигналами от первичного фотолиза длительностью менее 50 фс. Однако это экспериментальное препятствие можно преодолеть, напрямую детектируя колебательный сигнал лиганда CO (а не сигналы от простетической группы гема) в средней инфракрасной (ИК) области во время и после фотодиссоциации. В данной работе для определения динамики фотодиссоциации CO в гембелках была использована техника кинетической абсорбционной спектроскопии в среднем ИК диапазоне, с помощью которой были измерены спектры наведенного поглощения во временном диапазоне от единиц пикосекунд до единиц миллисекунд после лазерного фотовозбуждения.

## 1. Методика эксперимента

В качестве объектов исследования были выбраны изолированные α и β цепи гемоглобина, которые часто используются для решения проблемы функционального различия α и β субъединиц в составе тетрамера гемоглобина [2, 3]. Изолированные α и β цепи были приготовлены в карбокси-форме по методике, описанной ранее в [4]. Эксперименты проводились в 50 мМ Tris буфере, pD 8.2, при температуре 19°C.

Измерения наведенных спектров поглощения в среднем ИК диапазоне были выполнены на установке ULTRA, созданной в Лаборатории Резерфорда–Эплтона, Харуэлл, Великобритания [5, 6]. Фотовозбуждение осуществлялось в области Q полосы поглощения комплекса гем–CO в изолированных цепях гемоглобина. В качестве источника оптического возбуждения использовались импульсы длительностью 100 фс на длине волны 543 нм с энергией 1 мкДж. Спектры наведенного поглощения в средней ИК-области были зарегистрированы во временном диапазоне от 2 пс до 800 мкс в спектральной области 1880–2005 $см^{-1}$ – области поглощения молекулы CO, связанной с гемом. Кроме того, в том же временном диапазоне были зарегистрированы наведенные спектры в области 2005–2160 $см^{-1}$, где поглощает фотодиссоциированный CO, оторвавшийся от иона железа гема. Для определения ориентации лиганда CO относительно плоскости гема как в связанном состоянии, так и после разрыва связи были зарегистрированы наведенные спектры при различных конфигурациях относительной поляризации пучков накачки и зондирования: параллельной (0°), перпендикулярной (90°) и при «магическом» угле (54,7°). Определение ориентации CO методом фотоселективной спектроскопии возможно, поскольку спектральные переходы для гема и CO поляризованы вдоль определенных направлений в молекулярной системе координат. Для анализа наведенных спектров поглощения использовалось сингулярное разложение (singular value decomposition) [7], а также метод максимальной энтропии [8].

## 2. Результаты и обсуждение

Обнаружено, что разрыв связи между железом гема и молекулой CO не является одноэтапным процессом, как это было принято считать ранее, а представляет собой, по крайней мере, двухэтапный процесс, который включает в себя как быстрый процесс длительностью менее 50 фс, ранее известный в литературе [1], так и дополнительный более медленный процесс длительностью ~15 пс, обнаруженный в этом исследовании. Вклад быстрого и медленного процесса диссоциации в общий процесс оценивается в 89 % и 11 %, соответственно. Полученные результаты представляют собой первое прямое экспериментальное доказательство механизма фотодиссоциации CO, содержащего несколько диссоциирующих состояний. Предложена модель фотолиза связи Fe–CO, включающая последовательное заселение двух диссоциирующих состояний, $HbCO^*_I$ и $HbCO^*_{II}$ (рис. 2).

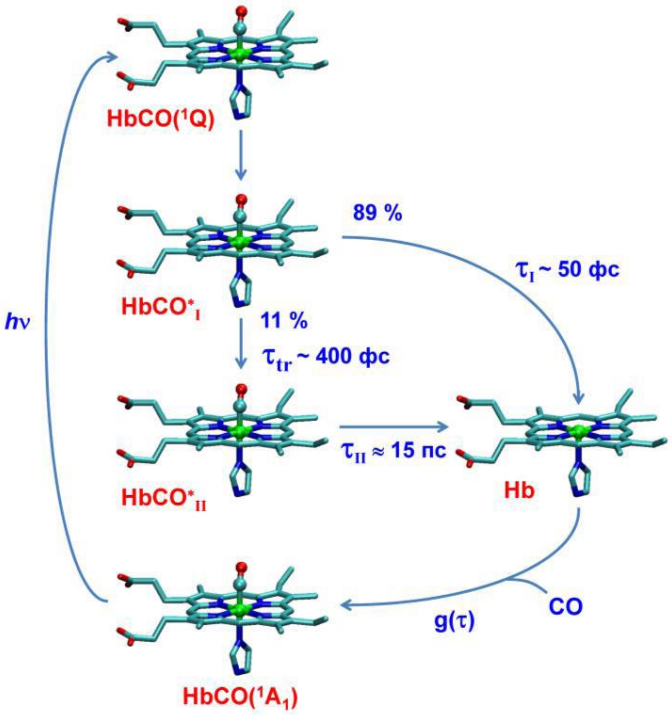



*Рис. 2.* Схематическое изображение двухканальной фотодиссоциации CO в субъединицах карбоксигемоглобина (HbCO)

В рамках модели (рис. 2) предполагается, что возбужденные электронные состояния $HbCO^*_I$ и $HbCO^*_{II}$ заселяются последовательно после фотоиндуцированного перехода из основного электронного состояния $HbCO(^1A_1)$ в $^1\pi\pi^*(Q)$ синглетное состояние $HbCO(^1Q)$ комплекса гем–CO. $\tau_{tr}$ – характеристическое время перехода из $HbCO^*_I$ в $HbCO^*_{II}$. $\tau_I$ и $\tau_{II}$ – характеристические времена образования дезокси-формы белка, Hb, из $HbCO^*_I$ и $HbCO^*_{II}$ состояний, соответ-

ственно. $g(\tau)$ – распределение времен, характеризующих повторное связывание лиганда (молекулы CO) как из внутренних областей белка (геминальная рекомбинация), так и из растворителя (бимолекулярная рекомбинация). Необходимо также отметить, что хотя на схеме приведены подписи для случая с гемоглобином, данная схема применима для каждой субъединицы белка.

Обнаружение долгоживущего диссоциирующего состояния существенно меняет современное представление о механизме фотолиза связи Fe–CO в гем-белках [4].

**Благодарности**

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь ”Фотоника и электроника для инноваций“ (2021–2025) (задание 1.8).

**Библиографические ссылки**

1. *Petrich J. W.* Photophysics and reactivity of heme proteins: a femtosecond absorption study of hemoglobin, myoglobin, and protoheme / J. W. Petrich, C. Poyart, J. L. Martin // Biochemistry. 1988. Vol. 27. P. 4049–4060.
2. Towards understanding non-equivalence of α and β subunits within human hemoglobin in conformational relaxation and molecular oxygen rebinding / S. V. Lepeshkevich [et al.] // Chem. Sci. 2021. Vol. 12, № 20. P. 7033–7047.
3. Molecular oxygen migration through the xenon docking sites of human hemoglobin in the R-state / S. V. Lepeshkevich [et al.] // Biochim. Biophys. Acta. 2016. Vol. 1864, № 9. P. 1110–1121.
4. Direct observation of two-channel photodissociation of carbon monoxide from the hemoglobin subunits / S. V. Lepeshkevich [et al.] // Nat. Commun. 2025. Vol. 16, P. 7746.
5. ULTRA: a unique instrument for time-resolved spectroscopy / G. M. Greetham [et al.] // Appl. Spectrosc. 2010. Vol. 64. P. 1311–1319.
6. Time-resolved multiple probe spectroscopy / G. M. Greetham [et al.] // Rev. Sci. Instrum. 2012. Vol. 83. P. 103107.
7. *Henry E. R., Hofrichter J.* Singular value decomposition: application to analysis of experimental data // Methods Enzymol. 1992. Vol. 210. P. 129–192.
8. Determination of rate distributions from kinetic experiments / P. J. Steinbach [et al.] // Biophys. J. 1992. Vol. 61. P. 235–245.

# Фотоиндуцированная генерация супероксидного радикала индотрикарбоцианиновыми красителями

**Н. В Белько[1)], А. М. Мальтанова[2)], А. В. Богданова[3)], Д. С. Тарасов[1)], С. А. Фатыхова[4)], П. С. Шабуня[4)], А. А. Смоляков[5)], С. К. Позняк[2)], Т. А. Кулагова[3)], М. П. Самцов[4)]**

*[1)]Институт прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: dmitrij-tarasov@list.ru*
*[2)]Научно-исследовательский институт физико-химических проблем Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь*
*[3)]Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь*
*[4)]Институт биоорганической химии НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*[5)]Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Установлено, что индолениновые гептаметиновые красители эффективно генерируют супероксидный радикал при фотоактивации изучением ближнего ИК диапазона. Образование супероксида зарегистрировано в смеси вода/ацетонитрил для пяти красителей с различной структурой заместителей при помощи спектроскопии электронного парамагнитного резонанса со спиновой ловушкой. Показано, что заместители в структуре молекулы (в полиметиновой цепи и при концевых гетероостатках) относительно слабо влияют на эффективность генерации супероксида.

***Ключевые слова:*** гептаметиновые красители, фотодинамическая терапия, супероксид, окислительный стресс, цитотоксичность.

# Photoinduced generation of superoxide anion radical by heptamethine dyes in the near infrared range

**N. V. Bel'ko[1)], A. M. Mal'tanova[2)], A. V. Bahdanava[3)], D. S. Tarasau[1)], S. A. Fatykhava[4)], P. S. Shabunya[4)], A. A. Smaliakou[5)], S. K. Poznyak[2)], T. A. Kulahava[3)], M. P. Samtsov[1)]**

*[1)] A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: dmitrij-tarasov@list.ru*
*[2)] Research Institute for Physical Chemical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus*
*[3)]Institute for Nuclear Problem of Belarusian State University, Minsk, Belarus*
*[4)] Institute of Bioorganic Chemistry of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*
*[5)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

Indolenine heptamethine dyes are shown to be efficient generators of superoxide anion radical upon photoactivation in the near-IR spectral range. Superoxide production was registered for five dyes with different substituents using electron paramagnetic resonance spectroscopy with spin trapping. Substituents in the polyethine chain and at the heterocyclic terminal groups only weakly influence the efficiency of superoxide generation. Superoxide production was registered for five dyes with different substituents using electron paramagnetic resonance spectroscopy with spin trapping.

***Keywords:*** heptamethine dyes, photodynamic therapy, superoxide, oxidative stress, cytotoxicity.

Фотодинамическая терапия (ФДТ) является перспективным методом лечения онкологических заболеваний. Новые фотосенсибилизаторы (ФС) для ФДТ постоянно разрабатываются и совершенствуются. Наличие молекулярного кислорода в тканях, которые подвергаются воздействием, является одним из ключевых компонентов ФДТ, при этом большинство опухолевых тканей подвержены гипоксии. Данная особенность является одним из основных препятствий в развитии и более широком применении ФДТ.

Различают два основных механизма фототоксичности в ФДТ. Механизм I типа связан с фотоиндуцированным переносом электрона с молекулы ФС на молекулу растворенного в окружающей среде кислорода, что приводит к образованию супероксидного радикала ($•O_2^-$). Хотя данный интермедиат является окислителем умеренной силы, внутри клеток возможна его трансформация в гидроксильный радикал (•OH), который является одним из самых сильных окислителей. Механизм II типа включает перенос энергии с возбужденной молекулы ФС на молекулу кислорода, в результате чего формируется синглетный кислород ($^1O_2$), который также проявляет выраженные окислительные свойства. Большинство известных ФС (в т. ч. все разрешенные в клинической практике ФС) следуют механизму II типа. В то же время механизм I типа более перспективен с точки зрения повышения эффективности ФДТ при наличии локальной гипоксии, поскольку он значительно менее чувствителен к концентрации молекулярного кислорода, а также позволяет повторно использовать молекулы кислорода за счет цепи радикальных реакций.

Хотя гептаметиновые красители обладают способностью вырабатывать синглетный кислород, квантовые выходы его генерации обычно низки ($10^{-3}$ – $10^{-2}$). В то же время известно, что фотоактивность гептаметиновых красителей значитель-но меньше зависит от гипоксии, чем широко распространенные ФС-производные порфина. Таким образом, высокая противоопухолевая активность гептаметиновых красителей указывает на участие дополнительных активных интермедиатов помимо синглетного кислорода.

Учитывая весьма ограниченное количество описанных в литературе ФС, которые действуют по механизму I типа и при этом активируются в ближнем ИК диапазоне, исследование способности гептаметиновых красителей ближнего ИК диапазона генерировать супероксид представляется весьма перспективным.

В данной работе исследуется серия гептаметиновых красителей с различной структурой заместителей при концевых группах и в полиметиновой цепи (рис. 1). В данном наборе краситель **1** является гидрофильным за счет наличия в его структуре полиэтиленгликоля, а его высокая противоопухолевая активность уже была продемонстрирована *in vivo* [1].

Растворы красителей для ЭПР спектроскопии готовили в смеси вода/ацето-нитрил (1:1). Образующиеся свободные радикалы фиксировали при помощи спиновой ловушки POBN (α-(4-пиридил-N-оксид)-N-терт-бутилнитрон), концентрация которой составляла 50 ммоль/л. Растворы содержали 50 мкмоль/л Fe(II)–ЭДТА для преобразования перекиси водорода в гидроксильный радикал посредством реакции Фентона. Также в растворах присутствовал этанол (5 об.%) для обеспечения

протекания реакции между гидроксильным радикалом и POBN (через 1-гидроксиэтил радикал).

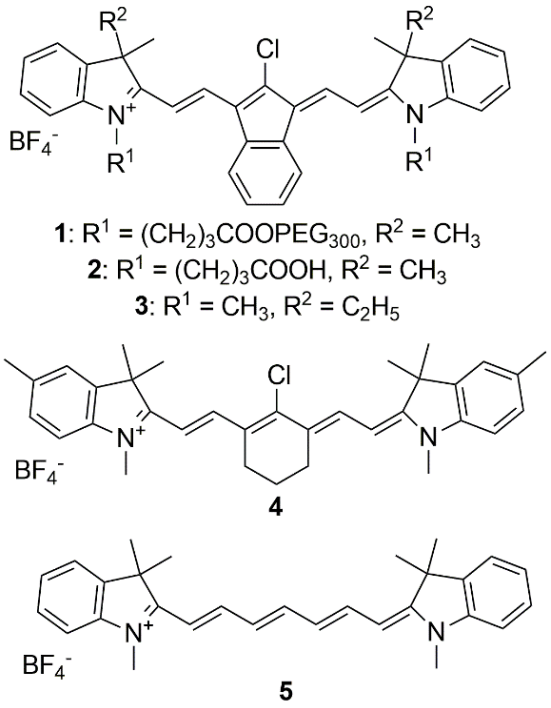



*Рис.1.* Структурные формулы исследованных красителей

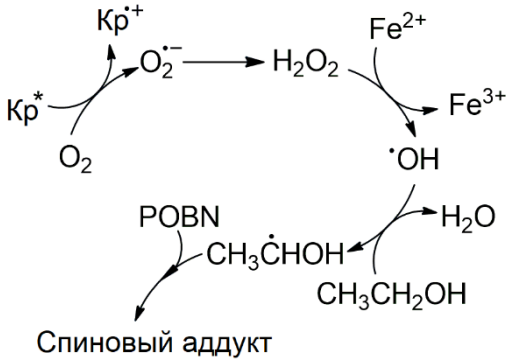



*Рис.2.* Схема генерации спинового аддукта POBN, сенсибилизированной красителями **1–5**

ЭПР спектры регистрировали при помощи спектрометра SPINSCAN X (LINEV SYSTEMS). Образцы помещали в капилляры, запаянные с обоих концов. Фотовоздействие на образцы производилось внутри резонатора спектрометра излучением полупроводникового лазера с длиной волны 750 нм. Плотность мощности излучения на входе резонатора составляла 0,5 Вт/см2, а время экспозиции – 1 мин. При регистрации спектров центр поля приходился на 332,2 мТл, а амплитуда модуляции составляла 0,15 мТл.

Образование спинового аддукта POBN, фотосенсибилизированное красителями **1–5**, осуществлялось посредством цепочки свободнорадикальных реакций, показанных на рис. 2. Как показано на рис. 3, воздействие на все исследованные красители излучением с длиной волны 750 нм в присутствии железа(II), этанола и POBN приводит к образованию узких интенсивных полос в ЭПР спектре с константами сверхтонкой структуры a_N=15,5 Г и a_H=2,7 Г. Эти значения практически идентичны для всех красителей и хорошо согласуются с данными для спинового аддукта POBN с 1-гидроксиэтил радикалом. ЭПР сигнал не наблюдался в отсутствие светового воздействия. В качестве положительного контроля гидроксильный радикал также генерировали посредством реакции Фентона между пероксидом водорода и железом(II), в результате чего образовался тот же спиновый аддукт в сопоставимой концентрации.

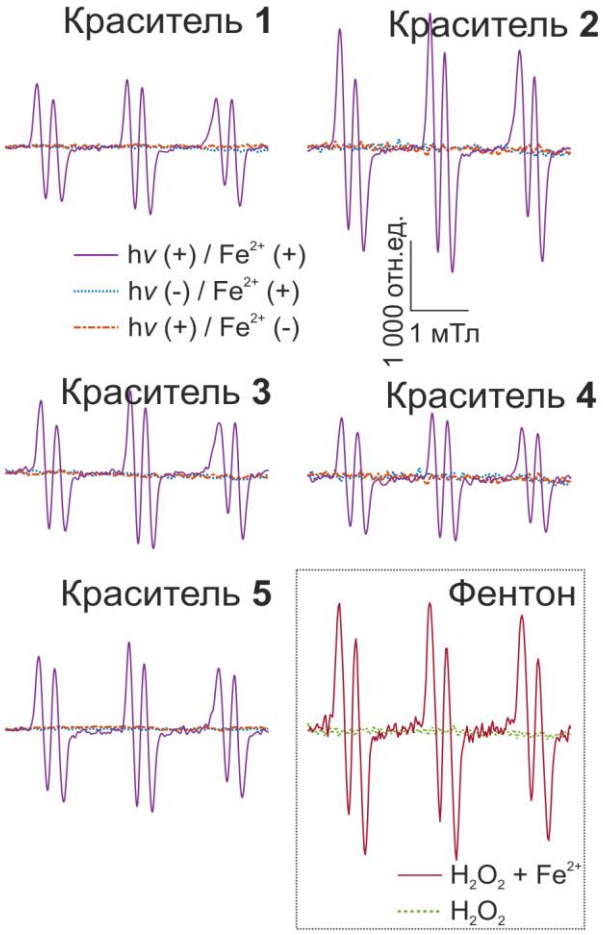



*Рис.3.* ЭПР спектры спинового аддукта POBN, образовавшегося в растворах красителей **1–5** концентрации 1 ммоль/л в смеси ацетонитрил/вода (1:1) при воздействии излучением с длиной волны 750 нм (плотность мощности 0,5 Вт/см$^2$, доза 30 Дж/см$^2$). В растворах содержалось 50 мкмоль/л Fe(II)–ЭДТА, 50 ммоль/л POBN и 5 об.% этанола. Такой же спиновый аддукт был генерирован химически посредством реакции Фентона (при смешивании 50 мкмоль/л Fe(II)–ЭДТА и 250 мкмоль/л пероксида водорода)

Таким образом, данные ЭПР спектроскопии свидетельствуют о том, что гептаметиновые красители **1–5** являются эффективными генераторами супероксидного радикала посредством фотоиндуцированного восстановления молекулярного кислорода. Количество вырабатываемого супероксида было сопоставимо для всех красителей, кроме красителя **2**. Систематическое установление влияния заместителей на выработку супероксида будет предметом дальнейших исследований. Индолениновые гептаметиновые красителя являются перспективными ФС для ФДТ. В дальнейшем также будут исследована их внутриклеточная локализация, темновая и фототоксичность, связанные с ними механизмы клеточной гибели, а также их противоопухолевая активность в гипоксийных условиях.

### Библиографические ссылки

1. Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics / A. A. Lugovski [et al.] //Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry. 2016. Vol. 316. P. 31–36.

# О механизме фотоповреждения клеток, сенсибилизированных куркумином

**О. Н. Дудинова, Л. Г. Плавская, А. И. Третьякова, А. В. Микулич, Т. С. Ананич, Н. Д. Прокопенко, Р. К. Нагорный, Ю. В. Крученок, А. Н. Собчук, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, В. М. Катаркевич, В. Ю. Плавский**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

Впервые показано, что при контроле сенсибилизированного куркумином фотоповреждения раковых клеток HeLa тип активных форм кислорода (АФК), определяющих механизм фотохимичесчких процессов, зависит от длительности темнового промежутка после прекращения светового воздействия. После светоиндуцированной генерации синглетного кислорода запускается волна массивной вторичной продукции АФК, прежде всего перекиси водорода, которая повреждает клетки в течение длительного времени после окончания их облучения.

***Ключевые слова:*** куркумин; раковые клетки; фотосенсибилизатор; фотодинамическая терапия; хемилюминесценция; синглетный кислород; перекись водорода.

# On the mechanism of photodamage of cells sensitized by curcumin

**O. N. Dudinova, L. G. Plavskaya, A. I. Tretyakova, A.V. Mikulich, T. S. Ananich, N. D. Prokopenko, R. K. Nahorny, J. V. Kruchenok, A. N. Sobchuk, S. V. Yakimchuk, I. A. Leusenko, V. M. Katarkevich, V. Yu. Plavskii**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

It has been shown for the first time that in the control of curcumin-sensitized photodamage of HeLa cancer cells, the type of reactive oxygen species (ROS) that determine the mechanism of photochemical processes depends on the duration of the dark interval after cessation of light exposure. After the light-induced generation of singlet oxygen, a wave of massive secondary ROS production is triggered, primarily hydrogen peroxide, which damages cells for a long time after the end of their irradiation.

***Keywords:*** curcumin; cancer cells; photosensitizer; photodynamic therapy; chemiluminescence; singlet oxygen; hydrogen peroxide.

## Введение

Несмотря на большое количество публикаций об использовании куркумина в качестве фотосенсибилизатора для антимикробной фотодинамической терапии и сенсибилизированного подавления роста раковых клеток, подробный механизм химических реакций, лежащих в основе этой технологии, остается неясным [1]. В этой работе мы впервые показываем, что после прекращения воздействия света на раковые клетки, сенсибилизированные куркумином, химические темновые процессы в клетках продолжают протекать, и вклад различных типов активных форм кислорода (АФК) в эти реакции зависит от продолжительности темного периода.

## 1. Материалы и методы исследований

*Реагенты.* В работе использовали куркумин аналитической чистоты производства Sigma-Aldrich, США.

*Культура клеток*. В качестве объектов исследования были выбраны клетки эпителиоидной карциномы шейки матки HeLa. Метаболическую активность клеток характеризовали с помощью колориметрического МТТ-теста [2].

*Процедура облучения клеток*. Монослои клеток облучали через дно чашек Петри излучением светодиодов с длинами волн $\lambda_{max}$ = 405 нм и $\lambda_{max}$ = 445 нм или излучением полупроводникового лазера с теми же длинами волн при дозе энергии $D$ = 0,9–15 Дж/см$^2$.

*Участие АФК в фотохимических процессах*. Для определения возможного участия активных форм кислорода в фотодинамическом действии оптического излучения к культуре клеток за 30 мин до облучения добавляли 10 мм азида натрия (тушитель синглетного кислорода) или 10 мм пирувата натрия (перехватчик переки-си водорода). Соответствующие добавки были также добавлены к контрольным (необлученным) культурам клеток. Участие АФК в повреждении клеток контроли-ровалось как непосредственно после их облучения (оценивая величину фотобиологического эффекта методом хемилюминесцентного анализа), так и через 21 ч после завершения процедурs светового воздействия (контролируя величину фотобиологического эффекта по изменению метаболической активности клеток – МТТ-анализ).

*Хемилюминесцентный анализ.* Для определения вклада АФК в фотобиологические эффекты использовали метод не активированной хемилюминесценции.

## 2. Темновое и светоиндуцированное изменение метаболической активности (выживаемости) клеток в присутствии куркумина

Исследования показали, что инкубация клеток HeLa с куркумином в темновых условиях способна приводить к инактивации клеток, что подтверждается данными рис. 1, кривая 1. Однако ингибирующий эффект значительно увеличивается (кривая 2) после воздействия ($t$ = 5 мин) на монослои клеток, инкубированные с куркумином, оптического излучения ($\lambda_{max}$ = 445 нм, плотность мощности $I$ = 5 мВт/см$^2$), соответствующего спектру поглощения препарата. Отметим, что в данном эксперименте время инкубации клеток с куркумином до облучения составляло 12 ч, а анализ метаболической активности клеток осуществлялся через 12 ч после их облучения. При этом в указанных условиях эксперимента воздействие света в отсутствие куркумина приводило к снижению метаболической активности не более чем на 8 %. Согласно результатам [2], наличие фотобиологического эффекта на клетки в отсутствие куркумина обусловлено фотовозбуждением эндогенных фотосенсибилизаторов (порфиринов и флавинов), локализованных в клетках. Повреждающее действие света на клетки, сенсибилизированные куркумином, подтверждается также данными рис. 2. Характерно, что ингибирующий эффект светового воздействия растет с увеличением темнового промежутка после прекращения облучения клеток.

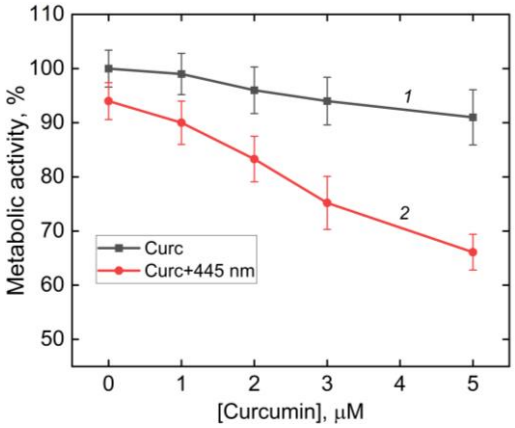



*Рис. 1.* Изменение метаболической активности клеток HeLa при взаимодействии с куркумином различных концентраций: в отсутствие света (*1*) и после воздействия лазерного излучения λ = 445 нм, плотность мощности *I* = 25 мВт/см$^2$, *t* = 5 мин (2)

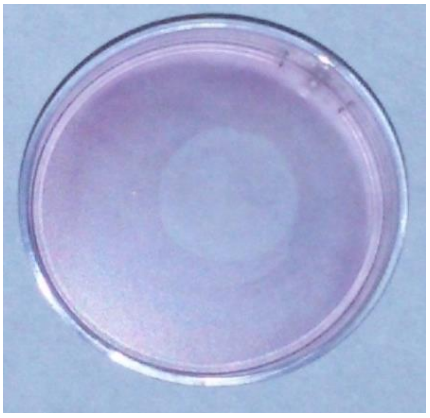


*Рис. 2.* Фотодинамическое повреждение монослоя клеток HeLa, инкубированных с куркумином, при воздействии на центральную зону излучения светодиодного источника с $\lambda_{max}$ = 405 нм, интенсивностью излучения *I* = 25 мВт/см$^2$ и *t* = 5 мин.

Исследования показали, что величина фотобиологического эффекта, инициируемого воздействием на клетки, сенсибилизированные куркумином, излучения синей области спектра, существенно зависит от его концентрации (рис. 3). Так, при концентрации куркумина, вносимого к монослоям клеток, равной 1, 2, 5 мкМ, снижение метаболической активности клеток в результате фотодинамического воздействия (через 21 ч после облучения клеток) составляет соответственно: 39 %, 48 % и 82 % (диаграммы 4, 6, 8).

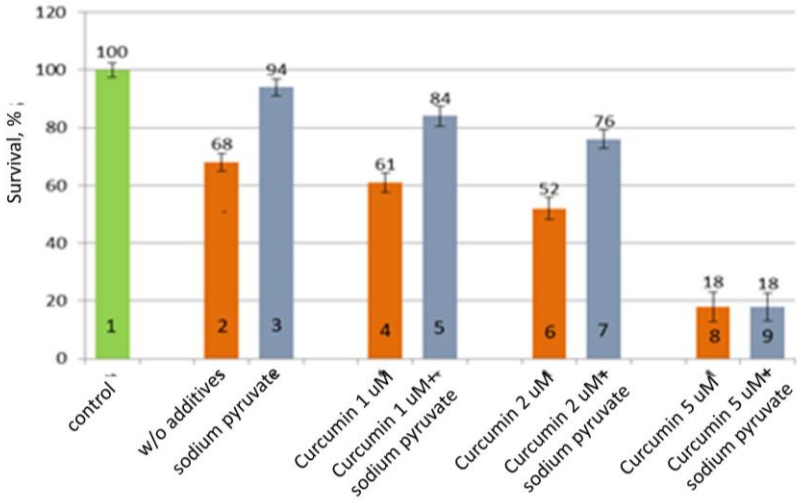
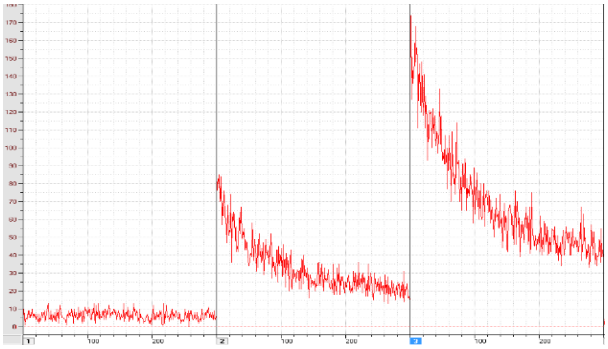



*Рис. 3*. Выживаемость клеток HeLa (в процентах от контроля) через 21 час после облучения светодиодным источником с $\lambda_{max}$ = 445 нм, интенсивностью излучения *I* = 50 мВт/см$^2$ при *t* = 300 с: *1* – контроль без облучения; *2–9* – экспериментальные группы (*2* – без добавок, *3* – в присутствии 10 мМ пирувата, *4, 6, 8* – в присутствии 1, 2, 5 мкМ куркумина, *5, 7, 9* – в присутствии куркумина и пирувата)

То есть, в диапазоне концентраций 1– 5 мкМ величина фотобиологического эффекта растет с увеличением концентрации сенсибилизатора. Характерно, что после добавления пирувата натрия (перехватчика перекиси водорода) перед облучением монослоев эффект фотодеструкции клеток значительно снижается (диаграммы 5, 7). Защитное действие пирувата является доказательством того, что в данном процессе определяющую роль играет пероксид водорода, образование которого инициировано генерацией синглетного кислорода фотосенсибилизатором при его возбуждении. Вместе с тем следует отметить, что при высокой степени фотоповреждения клеток (снижении их выживаемости на 82 %, диаграмма 8), внесение пирувата натрия не обеспечивает повышения выживаемости клеток (диаграмма 9). Иными словами, при высокой концентрации фотосенсибилизатора перехватчик перекиси водорода не способен защитить клетки от повреждения, инициированного сенсибилизирующим действием куркумина.

### 3. Использование хемилюминесценции для выяснения вклада АФК в фотопаовреждение клеток, сенсибилизированных куркумином

Еще одним методом контроля участия АФК в фотохимических процессах в клетках, сенсибилизированных куркумином, служила хемилюминесценция. Кине-тика регистрируемого сигнала спонтанной хемилюминесценции необлученных клеток, а также кинетические кривые хемилюминесценции, индуцированной воздействием на суспензию клеток HeLa концентрацией $2 \cdot 10^6$ мл$^{-1}$ в присутствии 5 мкМ куркумина в течение $t$ = 3 мин лазерного излучения с длиной волны $\lambda$ = 405 нм, плотностью мощности $I$ = 5 мВт/см$^2$ и $I$ = 50 мВт/см$^2$ представлены на рис. 4. Причем указанные кривые регистрировали через 24 с после прекращения облучения суспензии клеток.

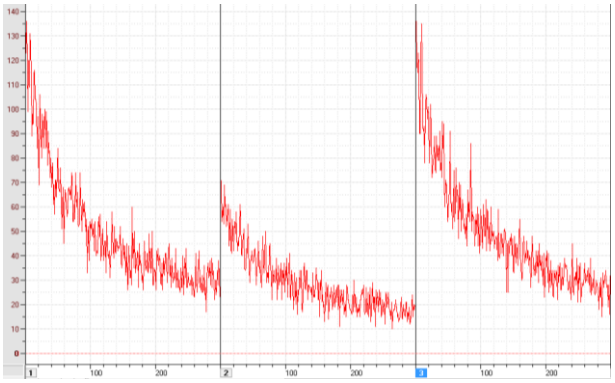


*а* *б* *в*

*Рис. 4.* Хемилюминесценция суспензии клеток HeLa с концентрацией $2 \cdot 10^6$ мл$^{-1}$ в присутствии 5 мкМ куркумина до и после воздействия ($t$ = 3 мин) лазерного излучения с длиной волны $\lambda$ = 405 нм:
*а* – до облучения; *б* – после воздействия лазерного излучения с интенсивностью облучения $I$ = 5 мВт/см$^2$; *в* – после воздействия лазерного излучения с интенсивностью $I$ = 50 мВт/см$^2$

Из рисунка видны существенные различия кинетических кривых необлученных (вариант *а*) и облученных (варианты *б* и *в*) суспензий клеток, а также зависимость хемилюминесценции от интенсивности воздействующего излучения. Установлено также, что фотоповреждение клеток, сенсибилизированных куркумином,

протекает с определяющим участием синглетного кислорода, в то время как перекись водорода не играет существенной роли в данном процессе. Данный вывод следует из результатов, представленных на рис. 5, который показывает ход кинетики затухания хемилюминесценции суспензии клеток, сенсибилизированных куркумином, в отсутствие тушителей активных форм кислорода (вариант *а*), а также при их облучении в присутствии тушителя синглетного кислорода азида натрия (вариант *б*) и перехватчика перекиси водорода пирувата натрия (вариант *в*).



*а* *б* *в*

*Рис. 5.* Хемилюминесценция клеточной суспензии HeLa с концентрацией $2 \cdot 10^6$ мл$^{-1}$ в присутствии 5 мкМ куркумина (*а*), куркумина и 10 мМ азида натрия (*б*), куркумина и 10 мМ пирувата натрия (*в*) непосредственно после воздействия в течение $t$ = 3 мин лазерного излучения с длиной волны $\lambda$ = 405 нм, интенсивность излучения $I$ = 5 мВт/см$^2$

## Заключение

Представленные данные свидетельствуют об участии активных форм кислорода в механизме фотоповреждения раковых клеток, сенсибилизированных куркумином. При этом, если непосредственно после прекращения воздействия света основным интермедиатом выступает синглетный кислород, то спустя 21 ч после облучения – перекись водорода. Сделан вывод, что после прекращения облучения клеток запускается волна массированной вторичной продукции АФК, и, прежде всего, перекиси водорода, которая участвует в повреждении клеток спустя длительное время после процедуры их облучения.

## Благодарности

Авторы признательны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за финансирование исследований в рамках проекта № Ф25УЗБ-132

## Библиографические ссылки

1. The bright side of curcumin: a narrative review of its therapeutic potential in cancer management / A. Amaroli [et al.] // Cancers. 2024. Vol. 16, iss. 14. P. 2580.
2. Spectral dependence of inhibitory effect of blue light on cancer cells and efficacy of light-induced intracellular generation of reactive oxygen species in vitro / V. Y. Plavskii [et al.] // J. Biomed. Res. Environ. Sci. 2024. Vol. 5, iss. 11. P. 1531–1555.

# Об оптимальной длине волны излучения для сенсибилизированного куркумином фотоповреждения клеток

**О. Н. Дудинова, А. И. Третьякова, Л. Г. Плавская, А. Н. Собчук, А. В. Микулич, Т. С. Ананич, Н. Д. Прокопенко, Ю. В. Крученок, Р. К. Нагорный, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, В. Ю. Плавский**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

На основании анализа спектра возбуждения флуоресценции куркумина, локализованного в раковых клетках и спектральной зависимости светосуммы светоиндуцированной хемилюминесценции суспензии клеток, сенсибилизированных куркумином, определена оптимальная длина волны для их фотоповреждения.

***Ключевые слова:*** куркумин; фотосенсибилизатор; фотодинамическая терапия; флуоресценция, спектр возбуждения флуоресценции, хемилюминесценция, раковые клетки.

# On the optimal radiation wavelength for curcumin-sensitized photodamage of cells

**O. N. Dudinova, A. I. Tretyakova, L. G. Plavskaya, A. N. Sobchuk, A.V. Mikulich, T. S. Ananich, N. D. Prokopenko, J. V. Kruchenok, R. K. Nahorny, S. V. Yakimchuk, I. A. Leusemko, V. Y. Plavskii**

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

Based on the analysis of the spectrum of excitation of curcumin fluorescence localized in cancer cells and the spectral dependence of the light sum of the light-induced chemiluminescence of a suspension of cells sensitized with curcumin, the optimal wavelength for their photodamage was determined.

***Keywords:*** curcumin; photosensitizer; photodynamic therapy; fluorescence, fluorescence excitation spectrum, chemiluminescence, cancer cells.

## Введение

Хорошо известно, что противоопухолевое, фунгицидное и противомикробное действие куркумина, натурального растительного препарата группы полифенолов из корня *Curcuma longa*, может быть значительно усилено за счет его сенсибилизирующих свойств [1–3]. Считается [3, 4], что главную роль в механизме сенсибилизированного повреждения патогенов играют активные формы кислорода (и, прежде всего, синглетный кислород), генерируемые при фотовозбуждении куркумина. Однако длина волны излучения, оптимальная для ингибирования чувствительных к куркумину клеток, не определена. Это связано с сильной зависимостью абсорбционных свойств куркумина от микроокружения (типа растворителя). Считается [1–3], что причина такой зависимости связана с существованием в растворе кетоенольных таутомеров куркумина. Как правило, в неполярных растворителях присутствуют обе таутомерные формы, тогда как в полярных растворителях

преобладает енольный таутомер. Причем, связывание с белками и другими молекулами способно приводить к изменению положения кетоенольного равновесия. Все это свидетельствует о неопределенности оптимальной длины волны излучения для инициирования гибели патогенных клеток, сенсибилизированных куркумином.

Целью данной работы является определение длины волны излучения, оптимальной для фотоповреждения раковых клеток.

## 1. Материалы и методы исследований

*Реагенты.* В работе использовали куркумин аналитической чистоты производства Sigma-Aldrich, США.

*Культура клеток*. В качестве объектов исследования были выбраны клетки эпителиоидной карциномы шейки матки HeLa.

*Флуоресцентная спектроскопия*. Спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции куркумина, связанного с клетками, регистрировали в суспензии клеток в физрастворе после удаления несвязанного препарата, локализованного в надосадочной жидкости после процедуры центрифугирования суспензии клеток. Время инкубации клеток с куркумином в концентрации 6 мкМ до процедуры центрифугирования 2 ч. Измерения спектров флуоресценции и возбуждения флуоресценции проводили на спектрофлуориметре Fluorolog-3 (Horiba Jobin Yvon, Inc., France).

*Конфокальная флуоресцентная микроскопия.* Для исследования локализации куркумина в клетках использовался лазерный сканирующий конфокальный микроскоп Zeiss LSM 510 NLO.

*Хемилюминесцентный анализ.* Оптимальную длину волны для сенсибилизированного куркумином фотоповреждения раковых клеток определяли, исследуя зависимость хемилюминесценции от длины волны лазерного излучения при его постоянной интенсивности и времени воздействия. Облучение суспензии клеток осуществляли с помощью твердотельного Nd:YAG l–лазера (Модель LQ629, Солар ЛС, Беларусь) с оптическим параметрическим генератором (ОРО) и генератором второй гармоники для ОРО, генерирующего наносекундное импульсное излучение, плавно перестраиваемое в УФ, видимой и ближней ИК–областях спектра. Измерения хемилюминесценции проводились сразу после прекращения облучения.

## 2. Использование метода флуоресцентного анализа для определения оптимальной длины волны излучения

С помощью конфокальной микроскопии мы показали, что куркумин способен проникать через клеточные мембраны клеток HeLa. Значительная часть препарата локализована вблизи клеточной мембраны, в то время как часть флуоресцентного куркумина сосредоточена в цитоплазме и внутриклеточных компартментах (рис. 1).

Полагая, что спектры возбуждения флуоресценции красителя должны соответствовать спектрам его поглощения, мы изучили спектры возбуждения флуоресценции куркумина, локализованного в клетках.

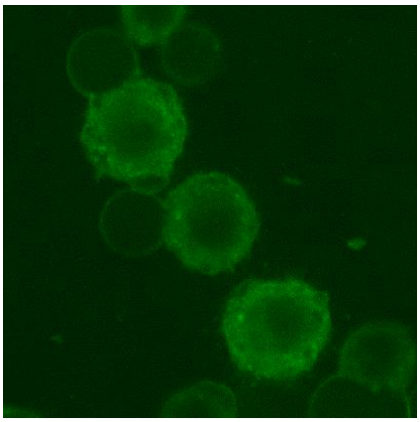


*Рис. 1.* Флуоресценция живых клеток HeLa после 2-часовой инкубации с куркумином при возбуждении лазерным излучением λ = 457,9 нм

Обнаружено, что при возбуждении излучение $\lambda_{ex}$ = 425 нм флуоресценция куркумина, локализованного в клетках, характеризуется широкой полосой в области 460–700 нм с максимумом при $\lambda_{fl}^{max}$ = 497 нм (рис. 2, кривая *2*). В спектре возбуждения флуоресценции куркумина, связанного с клетками, регистрируется полоса с максимумом при $\lambda_{max}$ = 424 нм и менее интенсивным (на 15 %) максимумом в области $\lambda_{max}$ = 445 нм (кривая *4*).

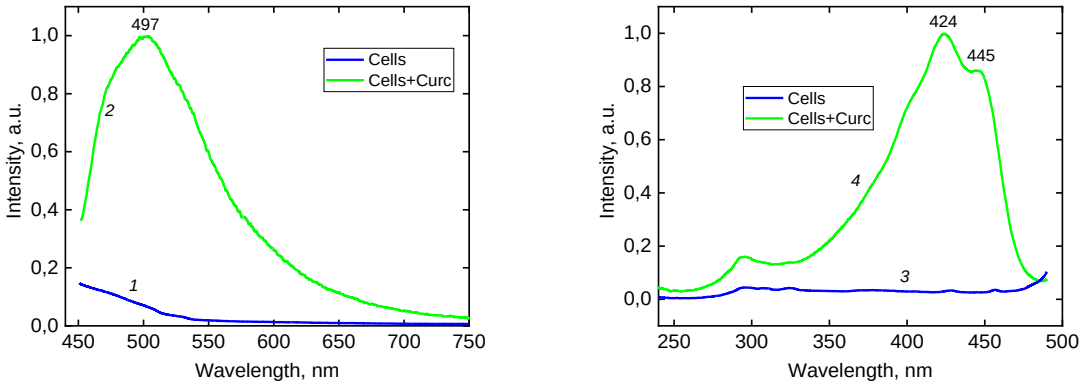



*Рис. 2*. Спектры флуоресценции (*1, 2*) и возбуждения флуоресценции (*3, 4*) клеток HeLa в отсутствие куркумина (*1, 3*) и после его инкубации с клетками в течение 2 ч (*2, 4*) при длине волны возбуждения $\lambda_{ex}$ = 425 nm (*1, 2*), длине волны регистрации $\lambda_{em}$ = 500 nm (*3, 4*)

Дополнительно выполненные исследования спектрально-флуоресцентных характеристик комплексов куркумина с белками, показали (рис. 3), что для куркумина в комплексе с альбумином быка характерно наличие максимума в спектре флуоресценции при $\lambda_{fl}^{max}$ = 507±2 нм (кривая 1), а в спектре возбуждения – при $\lambda_{max}$ = 426–429 нм (в зависимости от длины волны регистрации флуоресценции), кривые *2* и *3*. Положение максимумов в спектре флуоресценции и ее возбуждения зависит также от типа белка, отличаясь для комплексов куркумина с альбумином человека.

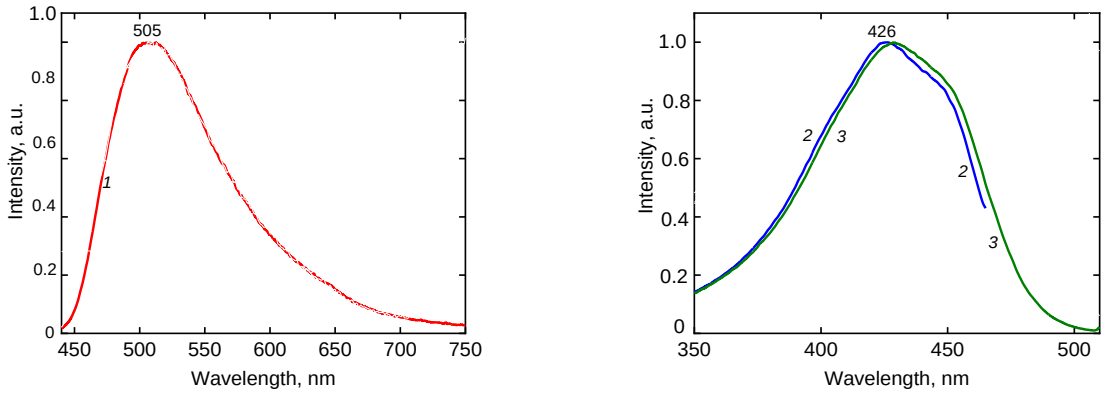



*Рис. 3*. Спектры флуоресценции (*1*) и возбуждения флуоресценции (*2, 3*) куркумина, связанного с сывороточным альбумином быка при длине волны возбуждения $\lambda_{ex}$ = 425 nm (*1*), длине волны регистрации $\lambda_{em}$ = 480 (*2*) и 525 nm (*3*)

При этом для комплексов альбумина с белками в спектре возбуждения флуоресценции проявляется выраженное «плечо» в области λ = 450 нм, в отличие от дополнительного максимума в области $\lambda_{max}$ = 445 нм, характерного для спектра возбуждения флуоресценции куркумина, локализованного в клетках. Известно, что куркумин, будучи гидрофобным соединением, связывается также с липосомами [5]. При этом для комплекса куркумина с фосфатидилхолиновыми липосомами максимум в спектре поглощения расположен при $\lambda_{max}$ = 420 нм, а в спектре флуоресценции – при $\lambda_{fl}^{max}$ = 498 нм.

Совокупность представленных данных позволяет предположить, что куркумин, локализованный в клетках, характеризуется гетерогенным окружением: он может быть встроен как в белковые макромолекулы (мембран-связанные белки), так и в липидные структуры клеток. Поскольку гетерогенные центры связывания пигментов, характеризуются отличающимися спектральными параметрами и квантовыми выходами флуоресценции, то суммарный спектр возбуждения флуоресценции не в полной мере соответствует спектру поглощения пигмента в клетках.

## 3. Использование хемилюминесцентного метода для определения оптимальной длины волны излучения для фотоповреждения клеток

Для определения оптимальной длины волны излучения для фотоповреждения раковых клеток, сенсибилизированных куркумином, нами исследовалась зависимость светосуммы хемилюминесценции от длины волны лазерного излучения при его постоянной интенсивности (средняя плотность мощности $I$ = 15 мВт/см$^2$) и времени воздействия ($t$ = 3 мин). Полученные данные представлены на рис. 4. Видно, что максимальное повреждающее действие на раковые клетки оказывает излучение в спектральном диапазоне 425–440 нм. При переходе к длине волны 450 нм повреждающее действие снижается на 5 %, а к длине волны 465 нм – на 32 %. То есть, согласно данным хемилюминесцентного анализа, излучение в длинноволновой части синего диапазона длин волн обладает выраженным фотодинамическим действием. Эти данные несколько отличаются от результатов, основанных на регистрации спектров возбуждения флуоресценции куркумина, локализованного в клетках (см. рис. 2, кривая *4*).

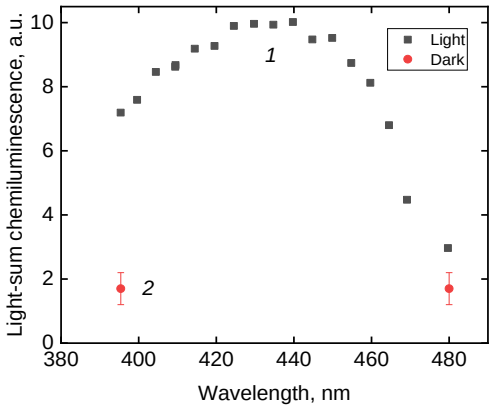



*Рис. 4.* Зависимость светосуммы хемилюминесценции суспензии клеток HeLa, сенсибилизированных куркумином, от длины волны воздействующего лазерного излучения при его постоянной интенсивности (средняя плотность мощности $I$ = 15 мВт/см$^2$) и времени воздействия ($t$ = 3 мин): *1* – для облученных суспензий клеток; 2 – для контрольных необлученных суспензий.

## Заключение

Зависимость сигнала светоиндуцированной хемилюминесценции суспензии раковых клеток, сенсибилизированных куркумином, от длины волны воздействующего лазерного излучения более адекватно отражает его повреждающее действие, чем зависимость интенсивности флуоресценции куркумина от длины волны возбуждения. Различие в полученных результатах обусловлены гетерогенностью окружения куркумина в клетках (его связыванием как с белковыми макромолекулами, так и липидными структурами клеток), вследствие чего спектр возбуждения флуоресценции куркумина в клетках не соответствует его спектру поглощения.

## Благодарности

Авторы признательны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за финансирование исследований в рамках проекта № Ф25УЗБ-132

## Библиографические ссылки

1. *Ghosh M, Sarkar N.* Exploring the world of curcumin: photophysics, photochemistry, and applications in nanoscience and biology // Chembiochem. 2024. Vol. 25, iss.23. e202400335.
2. Curcumin as a photosensitizer: From molecular structure to recent advances in antimicrobial photodynamic therapy / L. D. Dias [et al.] // J. Photochem. Photobiol. C: Photochem. Rev. 2020. Vol. 45. P. 100384.
3. *Priyadarsini K. I.* Photophysics, photochemistry and photobiology of curcumin: Studies from organic solutions, bio-mimetics and living cells // J. Photochem. Photobiol. C: Photochem. Rev. 2009. Vol. 10, iss. 2. P. 81–95
4. Spectral and photochemical properties of curcumin / C. F. Chignell [et al.] // Photochem. Photobiol. 1994. Vol. 59, iss. 3. P. 295–302.
5. Quantitative cellular uptake, localization and cytotoxicity of curcumin in normal and tumor cells / A. Kunwar [et al.] // Biochim. Biophys. Acta. 2008. Vol. 1780, iss. 4. P. 673–679.

# Разработка фотостимулятора для повышения эффективности репродуктивных технологий в свиноводстве и фотофизических механизмов, определяющих регуляторное действие света на сперму хряков

**В. Ю. Плавский[1)], А. И. Будевич[2)], И. А. Леусенко[1)], С. В. Якимчук[1)], А. Н. Собчук[1)], Т. С. Ананич[1)], А. И. Третьякова[1)], А. В. Микулич[1)], Л. Г. Плавская[1)], В. М. Катаркевич[1)], А. Л. Шмитько[1)], С. А. Сапсалев[2)], Н. В. Януть[2)], Т. Н. Бровко[2)]**

*[1)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] РУП «Научно-практический центр НАН Беларуси по животноводству», г. Жодино, Минская обл., Беларусь*

Представлены данные о разработанном авторами фотостимуляторе для повышения оплодотворяющей способности спермы хряков-производителей, интегрированном в оборудование (климабокс), традиционно используемое в племенных и товарных свиноводческих хозяйствах в технологиях искусственного оплодотворения. Показано, что в основе механизма регуляторного действия света на сперму животных лежит изменение редокс–состояния спермиев, влияющего на их функциональную активность, за счет возбуждения эндогенных фотосенсибилизаторов и генерации активных форм кислорода.

***Ключевые слова:*** фотостимулятор; репродуктивные технологии; сперма хряков; оплодотворяющая способность; эндогенные фотосенсибилизаторы; активные формы кислорода.

# Development of a photostimulator to increase the effectiveness of reproductive technologies in pig breeding and photophysical mechanisms that determine the regulatory effect of light on boar sperm

**V. Y. Plavskii[1)], A. I. Budevich[2)], I. A. Leusenko[1)], S. V. Yakimchuk[1)], A. N. Sobchuk[1)], T. S. Ananich[1)], A. I. Tretyakova[1)], A. V. Mikulich[1)], L. G. Plavskaya[1)], V. M. Katarkevich[1)], A. L. Shmitko[1)], S. A. Sapsalev[2)], N. V. Yanut[2)], T. N. Brovko[2)]**

*[1)] B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*
*[2)] RUE "Scientific and Practical Center of the NAS of Belarus on Animal Husbandry", Zhodino, Minsk region, Belarus*

The data on a photostimulator developed by the authors to increase the fertilizing ability of boar sperm, integrated into the equipment (climabox) traditionally used in breeding and commercial pig farms in artificial insemination technologies, are presented. It has been shown that the mechanism of the regulatory effect of light on animal sperm is based on a change in the redox state of sperm, affecting their functional activity, due to the excitation of endogenous photosensitizers and the generation of reactive oxygen species.

***Keywords:*** photostimulator; reproductive technologies; boar sperm; fertilizing ability; endogenous photosensitizers; reactive oxygen species.

## Введение

Технологии искусственного осеменения становятся все более распространенными в современном животноводстве. По данным [1], в свиноводческой отрасли развитых стран около 95 % сельскохозяйственных ферм используют искусственное осеменение, которое не только обеспечивает повышение продуктивных и репродуктивных показателей у животных, но и способствует сохранению их генетического потенциала. Одной из актуальных проблем, возникающих в ходе практической реализации данной репродуктивной технологии, является поддержание на высоком уровне функциональных свойств сперматозоидов в течение достаточно длинного временного промежутка после получения спермы от хряка-производителя. Исследования последних лет убедительно свидетельствуют, что перспективным методом поддержания функциональных свойств сперматозоидов в процессе их хранения является предварительное воздействие на сперму излучения видимой области спектра лазерных или светодиодных источников [2–4]. Согласно масштабным исследованиям, выполненным в различных странах мира [5], световое облучение спермы хряков способно обеспечить увеличение как показателей опороса, так и размеров и выживаемость помета.

В настоящей работе представлены данные о разработанном авторами фотостимуляторе, основанном на использовании светодиодных источников, для повышения оплодотворяющей способности спермы хряков. Исследован также фотофизический механизма регуляторного действия света на сперму животных.

## 1. Материалы и методы исследования

*Сперма животных*. Исследования механизмов действия оптического излучения проводили, используя в качестве объектов сперму хряков породы *ландрас* (поставщик Республиканское унитарное предприятие по племенному делу «Минское племпредприятие», Несвижский филиал).

*Спектрально–флуоресцентные измерения*. Измерения спектров флуоресценции и возбуждения флуоресценции спермы проводили на спектрофлуориметре Fluorolog-3 (Horiba Jobin Yvon, Inc., France).

*Хемилюминесцентный метод контроля светоиндуцированного образования активных форм кислорода.* Измерения параметров светоиндуцированного свечения спермы осуществляли на хемилюминометре Lum 5773 (ДИСофт, Россия),

## 2. Фотостимулятор спермы хряков

Внешний вид фотостимулятора спермы хряков показан на рис. 1. Его отличительной особенностью является интегрированность в оборудование (климабокс), традиционно используемое в племенных и товарных хозяйствах в технологиях искусственном осеменении свиней. Фотостимулятор предназначен для повышения оплодотворяющей способности спермы хряков-производителей в результате воздействия на нее излучения светодиодных источников. Эффект достигается за счет повышения важнейших свойств спермиев: подвижности, переживаемости, целостности мембран, поддержании на более высоком уровне биологической полноценности при хранении, а также их оплодотворяющей способности.

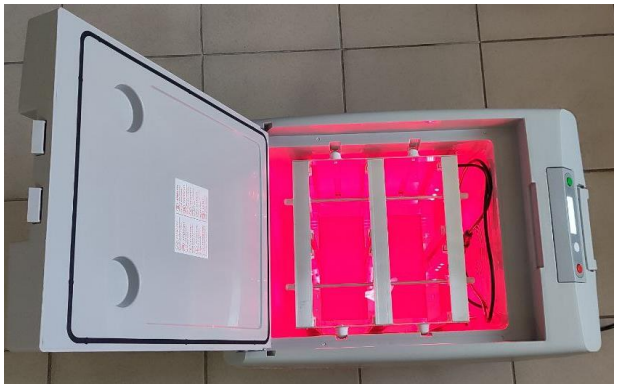


*Рис. 1.* Внешний вид фотостимулятора спермы хряков

Необходимость использования климобокса продиктована тем, что оптимальная температура для поддержания функциональных свойств спермы хряков составляет 16–18 °С. При этом в соответствие с технологическими инструкциями, свежеполученные эякуляты хряков разбавляются с использованием специальных растворов – питательных сред, предназначенных для сохранения жизнеспособности и подвижности сперматозоидов, снижения их агглютинации и поддержания благоприятной среды для долгосрочного или кратковременного хранения спермы перед искусственным осеменением. После разбавления эякуляты расфасовывают в специальные контейнеры – стерильные (одноразовые) прозрачные для света флекситюбы и помещают в климобокс. Климобокс содержит встроенные светодиодные источники, обеспечивающими возможность воздействия излучением красной области спектра с длиной волны в максимуме спектра испускания при $\lambda_{макс}$ = 630 нм или $\lambda_{макс}$ = 740 нм. Необходимость использования света дальнего красного диапазона обусловлена тем, что отдельные племенные хозяйства используют несколько видов красителей с целью идентификации спермы конкретных пород животных для исключения непреднамеренного оплодотворения свиноматки спермой хряка другой породы. При этом специально выполненные нами исследования показали, что применение излучения с длиной волны $\lambda_{макс}$ = 630 нм способно ингибировать активность спермиев за счет возбуждения некоторых красителей, применяемых для идентификации породы. Излучение с $\lambda_{макс}$ = 740 нм, обладая стимулирующим действием, находится вне полос поглощения всех типов красителей, применяемых для идентификации породы, и не оказывает деструктивного действия при их использовании.

Воздействие оптическим излучением осуществляется по ранее установленной программе с обеспечением необходимой длительности и интенсивности воздействующего излучения. Количество раздельных флекситюбов спермы, одновременно подвергающихся стимулирующему действию излучения, 1–25. Объем камеры, в которой поддерживается необходимая температура спермы, 35 л.

При этом предусмотрена возможность питания устройства как от сети переменного тока, так и от генератора (аккумуляторной батареи) автомобиля при его транспортировке вне помещения.

### 3. О роли эндогенных фотосенсибилизаторов в механизме регуляторного действия света на сперму хряков

При рассмотрении возможных механизмов регуляторного действия света на сперму животных мы исходим из того, что в его основе лежит изменение редокс–состояния спермиев, влияющего на их функциональную активность [3, 4]. Причиной светоиндуцированного изменения окислительно-восстановительного статуса половых клеток является увеличение уровня активных форм кислорода (АФК), и прежде всего, синглетного кислорода, за счет возбуждения эндогенных фотосенсибилизаторов. При этом основная масса эндогенных фотосенсибилизаторов, способных генерировать АФК, являются флуоресцирующими соединениями [3, 4]. Выполненные нами исследования показали, что, используя сперму хряка различной степени разбавления, удается зарегистрировать ряд эндогенных флуорофоров, способных выполнять функцию фотосенсибилизатора. В качестве примера на рис. 2 показаны спектры флуоресценции спермы хряка, разбавленной физраствором в соотношении 1:25 при различных длинах волн возбуждения.

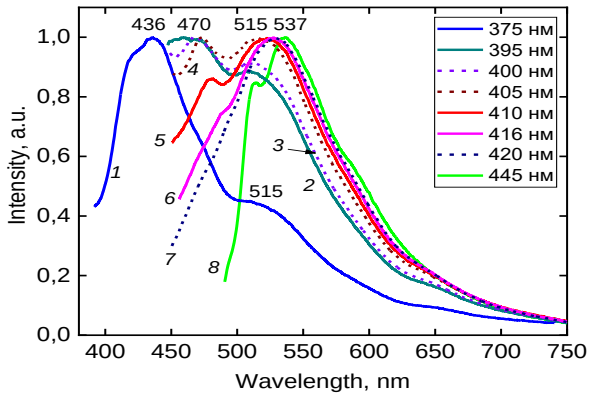



*Рис. 2*. Спектры флуоресценции спермы хряка, разбавленной физраствором в соотношении 1:25 при различных длинах волн возбуждения $\lambda_{ex}$:
*1* – 375 нм; *2* – 395 нм; *3* – 400 нм; *4* – 405 нм; *5* – 410 нм; *6* – 416 нм; *7* – 420 нм; 8 – 445 нм

Из представленных данных следует, что при возбуждении флуоресценции излучением с $\lambda_{ex}$ = 375 нм (кривая *1*) спектр испускания характеризуется полосой с максимумом в области $\lambda_{max}$ = 436 нм и выраженным плечом в области 515 нм. Не вызывает сомнения, что максимум при $\lambda_{max}$ = 436 нм обусловлен вкладом во флуоресценцию кофермента никотинамидадениндинуклеотида восстановленного (NADH) и его фосфорилированного производного – NADPH, а плечо в области 515 нм – флавиновой компонентой. По мере смещения длины волны возбуждения от $\lambda_{ex}$ = 375 нм (кривая *1*) к $\lambda_{ex}$ = 445 нм (кривая *7*) вклад флавиновой компоненты, представленной в сперме в основном молекулами FAD, при незначительном вкладе FMN, увеличивается. Характерно, что при возбуждении разбавленной спермы в области $\lambda_{ex}$ = 395 нм (кривая *2*) и 400 нм (кривая *3*), на длинноволновом склоне полосы флуоресценции в области 650 нм регистрируется слабо выраженное плечо. Исследование неразбавленного эякулята, а также эякулята, обработанного HCl однозначно показало присутствие порфириновой компоненты (преимущественно копропорфирина) в сперме (рис. 3).

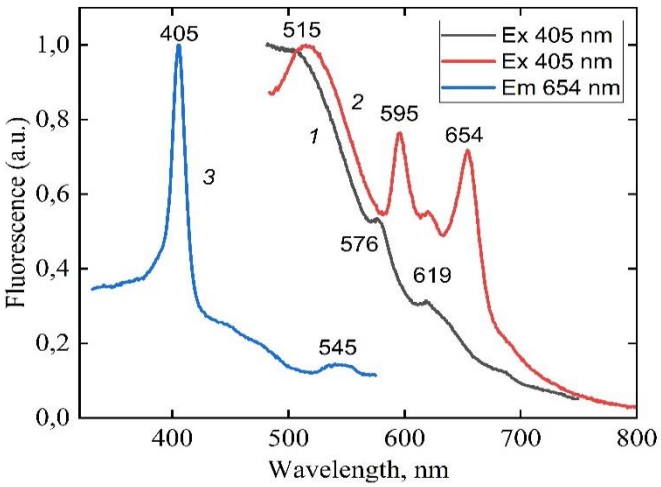



*Рис. 3*. Спектры флуоресценции (кривые *1, 2*) и возбуждения флуоресценции (кривая *3*) не обработанного эякулята (*1*) и эякулята, обработанного соляной кислотой (*2, 3*):
*1, 2* – $\lambda_{ex}$ = 405 нм; *3* – $\lambda_{em}$ = 654 нм

Способность эндогенных флуорофоров спермы сенсибилизировать образование активных форм кислорода подтверждена данными хемилюминесцентного анализа. Установлено значительное увеличение хемилюминесцентного сигнала при его контроле непосредственно после прекращения облучения образцов. Причем внесение перед облучением спермы тушителя синглетного кислорода (азида натрия) значительно снижает величину интегральной хемилюминесценции. Защитное действие перехватчиков перекиси водорода (пирувата натрия) и гидроксильных радикалов (*D*-маннитола) выражено в меньшей степени. Следовательно, синглетный кислород является основной формой АФК, инициирующей модуляцию функциональной активности сперматозоидов при воздействии излучения видимого диапазона спектра.

## Заключение

Разработан фотостимулятор спермы хряков, встроенный в оборудование, используемое в технологиях искусственного оплодотворения. Показано, что регуляторное действие света обусловлено генерацией АФК в сперме за счет возбуждения эндогенных фотосенсибилизаторов порфириновой и флавиновой природы.

## Библиографические ссылки

1. Red LED light acts on the mitochondrial electron chain of mammalian sperm via light-time exposure-dependent mechanisms / O. Blanco-Prieto [et al.] // Cells. 2020. Vol. 9, iss. 12. P. 2546
2. Specific LED-based red light photo-stimulation procedures improve overall sperm function and reproductive performance of boar ejaculates / M. Yeste [et al.] // Sci Rep. 2016. Vol. 6. P. 22569.
3. Comparative effect of low-intensity laser radiation in green and red spectral regions on functional characteristics of sturgeon sperm / V. Plavskii [et al.] // Photochem Photobiol. 2020. Vo. 96 iss. 6. P. 1294–1313.
4. Effect of continuous wave, quasi-continuous wave and pulsed laser radiation on functional characteristics of fish spermatozoa / V. Plavskii [et al.] // J. Photochem. Photobiol. B: Biol. 2021. Vol. 216. P. 112112.
5. Red-light stimulation of boar semen prior to artificial insemination improves field fertility in farms: A worldwide survey / O. Blanco-Prieto [et al.] // Reprod Domest Anim. 2019 Vol. 54, iss. 8. P. 1145–1148

# Реализация логических операций на искусственной оптоэлектронной импульсной нейронной сети

**В. Н. Чижевский, Н. В. Лахмицкий, Л. И. Ридико, С. Я. Килин**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: vnc@dragon.bas-net.by*

Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие реализацию логических операций «НЕ», «И», «ИЛИ», «НЕ-И», «НЕ-ИЛИ», «Исключающее ИЛИ» и «Исключающее ИЛИ-с инверсией» в детерминированном режиме работы оптоэлектронной импульсной нейронной сети, образованной вертикально-излучающими лазерами и детекторами одиночных фотонов. Показана возможность реализации стохастических арифметических операций при работе искусственных импульсных нейронов в режиме вероятностного отклика.

***Ключевые слова:*** искусственный импульсный нейрон, вертикально-излучающий лазер, детектор одиночных фотонов, искусственная импульсная нейронная сеть, логические операции.

# Implementation of logic gates in the artificial optoelectronic spiking neural network

**V. N. Chizhevsky, N. V Lahmitskii, L. I. Ridico, S. Y. Kilin**

*B. I. Stepanov Institute of physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: vnc@dragon.bas-net.by*

The paper presents experimental results demonstrating the implementation of the logical operations "NOT", "AND", "OR," "NAND," "NOR", "XOR", and "XNOR" in the deterministic operating mode of optoelectronic spiking neural network formed by vertical-cavity emitting lasers and single-photon detectors. The feasibility of implementing stochastic arithmetic operations when artificial spiking neurons operate in probabilistic response mode is also demonstrated.

***Keywords:*** artificial spiking neuron, vertical-cavity laser, single-photon detector, artificial spiking neural network, logical operations.

## Введение

Логические операции играют фундаментальную роль в обработке информации и вычислениях, являясь основой для построения сложных цифровых систем и алгоритмов. В контексте использования искусственных импульсных нейронных сетей (ИмНС) реализация логических функций приобретает особый смысл, так как эти сети моделируют биологические процессы нейронной активности с использованием спайков – импульсов, передающих информацию во времени. Реализация логических операций в ИмНС позволяет создавать энергоэффективные и биологически правдоподобные вычислительные блоки, которые могут работать асинхронно и обладают высокой скоростью обработки [1–4].

В работе [5] был предложен искусственный импульсный нейрон на основе вертикально-излучающего лазера (ВИЛ) и лавинного детектора одиночных фотонов, который позволяет реализовать основные динамические свойства биологи-

ческих нейронов. На основе использования предложенных оптоэлектронных искусственных импульсных нейронов, была разработана и изготовлена ИмНС, которая позволила реализовать набор бинарных логических операций “НЕ (NOT)”, “ИЛИ (OR)”, “И (AND)”, “ИЛИ-НЕ (NOR)”, “НЕ-И (NAND)”, “Исключающее ИЛИ (XOR)”, “Исключающее ИЛИ с инверсией (XNOR)” в детерминированном режиме работы искусственных нейронов. Кроме того, демонстрируется также реализация операций инверсии, сложения и умножения вероятностей при работе ИНН в стохастическом режиме.

## 1. Схема эксперимента

Реализация логических операций была проведена на компактной ИмНС, которая включает в себя 5 искусственных импульсных нейронов (ИИН), состоящих из полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ), работающих в режиме импульсной генерации в области длин волн 850 нм, и однофотонных лавинных фотодиодов (id101, idQuantique) с встроенным элементом Пельтье и терморезистором. В каждом ИИН предусмотрена возможность механического контролируемого ослабления оптических импульсов от ВИЛ до необходимого числа фотонов. Длительность импульсов излучения ВИЛ могла варьироваться от 5 нс до десятков микросекунд. Температура ОЛФД, входящих в ИИН, регулировалась в диапазоне от –10 °С до +20 °С, регулируя частоту темновых импульсов.

Технические характеристики ИмНС: полоса частот работы до 20 МГц; частота темновых импульсов не более 100 Гц при температуре – минус 10 °С; вероятность появления послеимпульсов - 0.03; мертвое время (рефракторный период)- 35 нс; длительность лазерных импульсов 5 нс – 100 мкс; длительность импульса на выходе нейрона –15 нс; амплитуда выходного импульса с нейрона 3.3 В. В зависимости от амплитуды лазерных импульсов реализуется два режима работы: вероятностный и детерминированный. Программное обеспечение позволяет реализовать различные комбинации соединений искусственных нейронов, осуществлять управление весовыми коэффициентами (токами лазерных диодов), напряжением питания однофотонных лавинных фотодиодов, заданием температуры для системы охлаждения фотодиодов.

В ИмНС реализовано 4 логических входа и 4 логических выхода. Каждый ИИН имеет 4 входа и 1 выход, который может соединен с любым из 5 ИИН, либо сразу с группой нейронов. Импульсный ток накачки на каждом лазере задается весовыми коэффициентами $W_{i,j}$ ($i$ = 1,..5; $j$ = 1,…4). Коэффициент $W_{i,4}$ может принимать отрицательные значения. Задание весовых коэффициентов определяет амплитуду импульса тока накачки лазера в нейроне.

Реализация логических операций проводилась на экспериментальной установке, схематически изображенной на рис. 1. В общем случае, для реализации логических операций необходимо наличие 3-х сигналов. С персонального компьютера в генераторе ТТЛ-сигналов устанавливались последовательности паттернов, состоящие из 4-х коротких импульсов длительностью 10 нс и частотой 10 МГц, которые подавались на логические входы ИмНС При этом, наличие импульса соответствует логической «1», отсутствие – «0». В этих обозначения сигнал А – {1010}, В – {1100} и

сигнал синхронизации S – {1111}. Подобные сигналы используются для таблиц истинности логических операций.

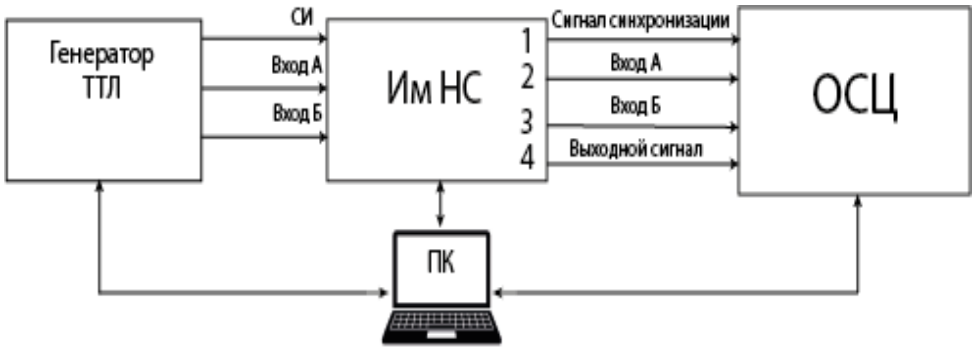



*Рис. 1.* Схема измерений:
Генератор TTL-сигналов – 4-х канальный генератор логических сигналов;
ИмНС – искусственный импульсная нейронная сеть; ОСЦ – 4-х канальный осциллоскоп MSO64-BW4; ПК – компьютер

## 2. Детерминированный режим работы ИмНС

Как уже отмечалось, оптоэлектронный ИИН в зависимости от амплитуды импульса тока подаваемого на ВИЛ может работать как в вероятностном, так и в детерминированном режиме. Это связано с тем, что используемые в ИИН лавинные фотодиоды имеют вероятность детектирования фотонов ≈ 0,03 на длине волны генерации ВИЛ (850 нм). Поэтому, изменением амплитуды импульса тока накачки ВИЛ и механического аттенюатора, можно контролировать число фотонов, попадающих на лавинный фотодиод и, соответственно, вероятность срабатывания ИИН. Вначале, рассмотрим результаты реализации логических операций в детерминированном режиме работы. В этом случае, коэффициенты $W_{i,j}$ , либо их сумма (амплитуды импульсов тока накачки), устанавливались таким образом, чтобы вероятность срабатывания нейронов была равна 1.

На рис. 2, *а* представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие реализацию бинарных логических операций «НЕ (NOT)», «ИЛИ (OR)», «И (AND)», «ИЛИ-НЕ (NOR)», «НЕ-И (NAND)», «Исключающее ИЛИ (XOR)», «Исключающее ИЛИ с инверсией (XNOR)». Верхний сигнал *S* – сигнал синхронизации, *A и B* – бинарные логические сигналы, подаваемые на нейроны. Для сопоставления в таблице представлена таблица истинности для реализованных логических операций.

На рис. 2, *б–г* показаны схемы соединений нейронов и весовые коэффициенты, необходимые для реализации ряда логических операций. Для реализации операций «НЕ», «И», «ИЛИ» достаточно одного ИИН и двух логических сигналов. При реализации операций «НЕ-И» и «НЕ-ИЛИ» необходимо использовать два ИИН и третий бинарный сигнал *S*, подаваемый на отрицательный логический вход ИИН2 (рис. 2, *б*). Для реализации «Исключающее ИЛИ (XOR)» необходимо использование 3-х ИИН, как показано на рис. 2, *в*, с соответствующей настройкой весовых коэффициентов. Для реализации «Исключающее ИЛИ с инверсией (XNOR)» предыдущая схема дополняется операцией «НЕ» (рис. 2, *г*).

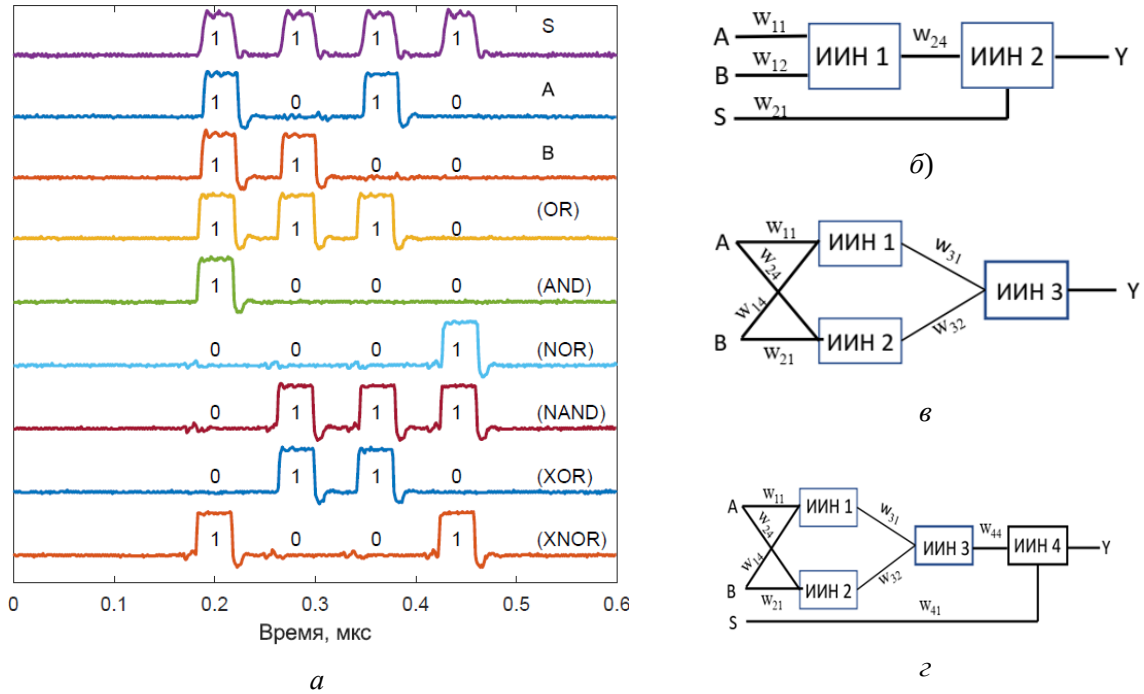



*Рис. 2.* Реализация логических операций на комплексе в детерминированном режиме работы. A и B – логические сигналы, S – сигнал синхронизации. Надписи над сигналами указывают вид логической операции

**Таблица истинности шести видов двоичных логических операций.**

| ***A*** | ***B*** | $P_{AND}$ | $P_{OR}$ | $P_{NAND}$ | $P_{NOR}$ | $P_{XOR}$ | $P_{XNOR}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 | 1 |
| 1 | 0 | 0 | 1 | 1 | 0 | 1 | 0 |
| 0 | 1 | 0 | 1 | 1 | 0 | 1 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 0 | 1 |

## 3. Стохастический режим работы ИмНС

Наряду с детерминированным режимом работы, т. е., когда вероятность срабатывания каждого нейрона на входной импульс равна единице ($P$ = 1), ИмНС позволяет реализовать стохастический режим работы. Стохастические вычисления обрабатывают случайные потоки битов, называемые стохастическими числами, информационное содержание которых заключается в частоте единиц в последовательности отклика нейронов. В базовом униполярном формате поток битов $X$ длины $N$ имеет значение $P(X) = N_1/N$, где $N_1$ – это количество единиц, появляющихся в $X$. Например, число 0,5 может быть представлено в стохастических вычислениях потоком из 8 бит {0, 1, 1, 0, 1, 0, 0, 1} таким образом, что вероятность нахождения 1 в бите равна 0,5.

Реализация операций с вероятностями проводилась на представленной ранее ИмНС. Исследовались возможности реализации операций с вероятностями: инверсии («НЕ»), сложение вероятностей («ИЛИ»), умножение вероятностей «И» и др. Для этого с генератора ТТЛ-сигналов подавались на логические входы нейронов ИмНС периодические сигналы, состоящие из $N$=10000 импульсов длительностью 15 нс и частотой 10 МГц. Наличие импульса на выходе соответствует «1»,

отсутствие – «0». Вероятность $P$ определяется на выходе нейрона как отношение числа единиц в последовательности, деленного на общее число нулей и единиц, $P = N_1/N$. На рис. 3 схематически представлено соединение нейронов для реализации операции сложения вероятностей. Подбором весовых коэффициентов ИИН1 и ИИН2 настраиваются на вероятности срабатывания $P_1$ и $P_2$, соответственно.

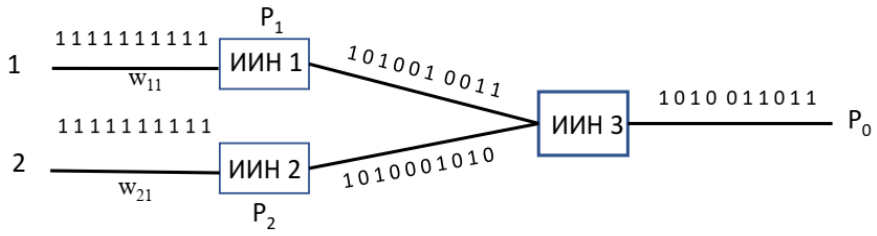



*Рис.3.* Соединение нейронов для реализации операции сложения вероятностей («ИЛИ»)

Сгенерированные случайные последовательности импульсов с ИИН1 и ИИН2 подаются на два входа ИИН3, где они суммируются, причем оба входа настроены на вероятность срабатывания $P = 1$. Когда два импульса с входов совпадают по времени, на выходе будет сформирован только один импульс вместо двух. Базовое исчисление вероятностей дает выражение для вероятности выходного импульса:

$$P_0 = P_1 + P_2 - P_1 * P_2, \quad (1)$$

Таким образом, на ИмНС реализуется операция суммирования вероятностей в соответствии с формулой (1). Алогичные исследования были проведены и для других стохастических логических операций.

## 4. Заключение

Продемонстрировано, что ИмНС на основе использования искусственных оптоэлектронных импульсных нейронов, образованных ВИЛ и однофотонными лавинными фотодиодами, позволяет реализовать набор логических операций как в детерминированном, так и в стохастическом режимах работы. Подобные логические вентили могут послужить строительными блоками при разработке импульсных нейронных сетей третьего поколения.

## Библиографические ссылки


1. *Nazari S.* Spiking image processing unit based on neural analog of Boolean logic operations / S. Nazari, A. Keyanfar, M. M. Van Hulle // Cognitive Neurodynamics. 2023. Vol. 17, iss. 6. P. 1649–1660.
2. Hyper flexible neural networks rapidly switch between logic operations in a compact four neuron circuit / A. J. White [et al.] // npj Unconventional Computing. 2025. Vol. 2, iss. 1. P. 2.
3. Analog Implementation of a Spiking System for Performing Arithmetic Logic Operations on Mixed-Signal Neuromorphic Processors / A. Ayuso-Martinez. [et al.] // Advanced Intelligent Systems. 2025. Vol. 7, iss. 4. P. 2400524.
4. A Review of Computing with Spiking Neural Networks / J. Wu [et al.] // Computers, Materials & Continua. 2024. Vol. 78, Iss. 3. P.2909.
5. *Chizhevsky V. N.* Artificial spiking neuron based on a single-photon avalanche diode and a microcavity laser / V. N. Chizhevsky, V. A. Kulchitsky, S. Y. Kilin // Appl. Phys. Lett. 2021. Vol. 119, iss. 4. P. 041107.

# Одновременная калибровка механического напряжения и температуры с помощью одной волоконной брэгговской решетки и методов машинного обучения

**С. Б. Бушук[1)], П. А. Куликовская[2)], И. Н. Пучковский[1)], М. А. Ходасевич[2)], С. С. Шавель[1)]**

*[1)] ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*[2)] Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*

Представлен метод одновременного измерения температуры и механического напряжения с использованием одиночной волоконной брэгговской решётки и многопараметрического метода частичных наименьших квадратов с выбором спектральных переменных методом поиска комбинации движущихся окон. В диапазоне температур 299–398 К и механического напряжения 0–5 ГПа калибровка характеризуется среднеквадратичным отклонением 1,62 К и 43,5 МПа, соответственно, что подтверждает эффективность предложенного подхода для мониторинга строительных конструкций.

***Ключевые слова***: оптоволоконные датчики, волоконные брэгговские решетки, метод частичных наименьших квадратов.

# Simultaneous calibration of mechanical stress and temperature using a single fiber Bragg grating and machine learning methods

**S. B. Bushuk[1)], P. A. Kulikovskaya[2)], I. N. Puchkovsky[1)], M. A. Khodasevich[2)], S. S. Shavel[1)]**

*[1)] SSPA "Optics, Optoelectronics,and Laser Technology"of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*[2)]B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,*
*e-mail: m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by*

A method for simultaneous measurement of temperature and mechanical stress using single fiber Bragg grating and the multivariate partial least squares method with spectral variable selection by the searching combination moving window is presented. In the temperature range of 299–398 K and mechanical stress range of 0–5 GPa, the calibration is characterized by root mean square errors of 1.62 K and 43.5 MPa, respectively, confirming the effectiveness of the proposed approach for structural health monitoring.

***Keywords:*** fiber optic sensors, fiber Bragg gratings, partial least squares.

Оптоволоконные датчики (ОД) благодаря высокой чувствительности, возможности распределённого зондирования, компактности и устойчивости к внешним воздействиям находят широкое применение в биомедицине, энергетике, оборонной и аэрокосмической отраслях, а также в промышленной автоматизации. В настоящей работе нас интересует решение задачи мониторинга строительных конструкций мостов, тоннелей, плотин и трубопроводов, где точность и интегрируемость в строительные материалы делают ОД перспективным инструментом для долговременного контроля. Среди современных методов решения этой задачи выделяются применения датчиков на основе волоконных брэгговских решёток (ВБР)

[1], рефлектометрические подходы, использующие рэлеевское и бриллюэновское рассеяние [2], и интерферометрические схемы (Фабри–Перо [3] и Маха–Цендера [4]). Несомненными преимуществами ВБР являются возможность мультиплексирования и стабильность работы. Недостатком ВБР в применении к мониторингу строительных конструкций, когда требуется одновременное измерение механической деформации и температуры, считается перекрёстная чувствительность. Стандартным решением этой проблемы является использование двух ВБР, одна из которых является ненагруженной и служит для калибровки только температуры [5]. В настоящей работе показана возможность одновременной калибровки и механической деформации и температуры с помощью одного датчика ВБР и применения методов машинного обучения к измеренным спектрам отражения.

Для проведения измерений спектров отражения ВБР использовалось излучение свип-лазера с центральной длиной волны 1060 нм и диапазоном перестройки 100 нм, с частотой импульсов 400 кГц. Излучение регистрировалось спектрометром OceanOptics USB2000 в диапазоне длин волн 670–1325 нм. Всего было измерено 100 усредненных по 25 импульсам спектров в диапазоне температур 299–398 К и случайным значением механического напряжения в диапазоне от 0 до 5 ГПа. Для анализа спектров применяется метод частичных наименьших квадратов PLS (partial least squares) [6]. PLS ищет маломерное пространство латентных переменных (LS), в котором максимальна корреляция между проекциями спектров и зависимыми параметрами – в данном случае температурой и механическим напряжением. Критерием качества многопараметрических калибровочных моделей является среднеквадратичное отклонение оценки в образцах проверочной выборки RMSEP (root mean square error of prediction). Для построения многопараметрических моделей все измерения были разделены на обучающую (60 измерений) и проверочную (40 измерений) выборку случайным образом с обязательным отнесением в обучение по два измерения с минимальными и максимальными значенями зависимых параметров. На рис. 1 и рис. 2 показаны калибровочные зависимости, полученные методом PLS для температуры и механического напряжения, соответственно, в моделях, проводящих оценку сразу двух *(а)* или одного параметра (*б*).

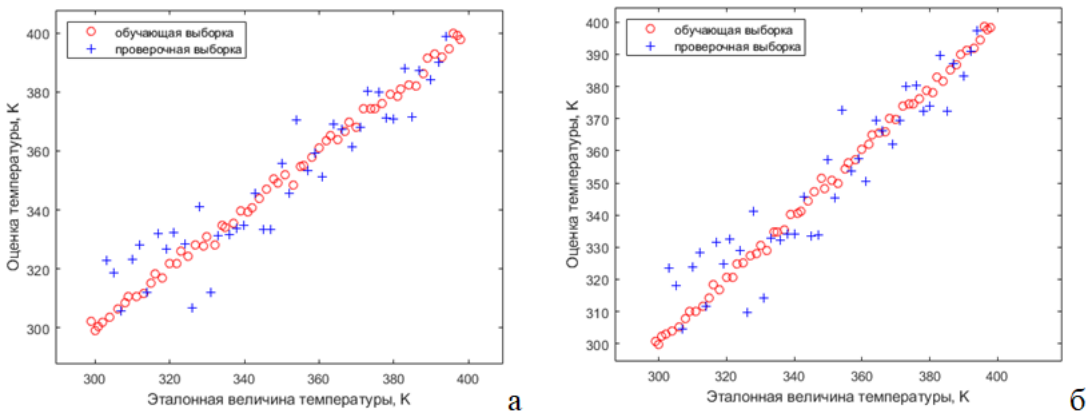
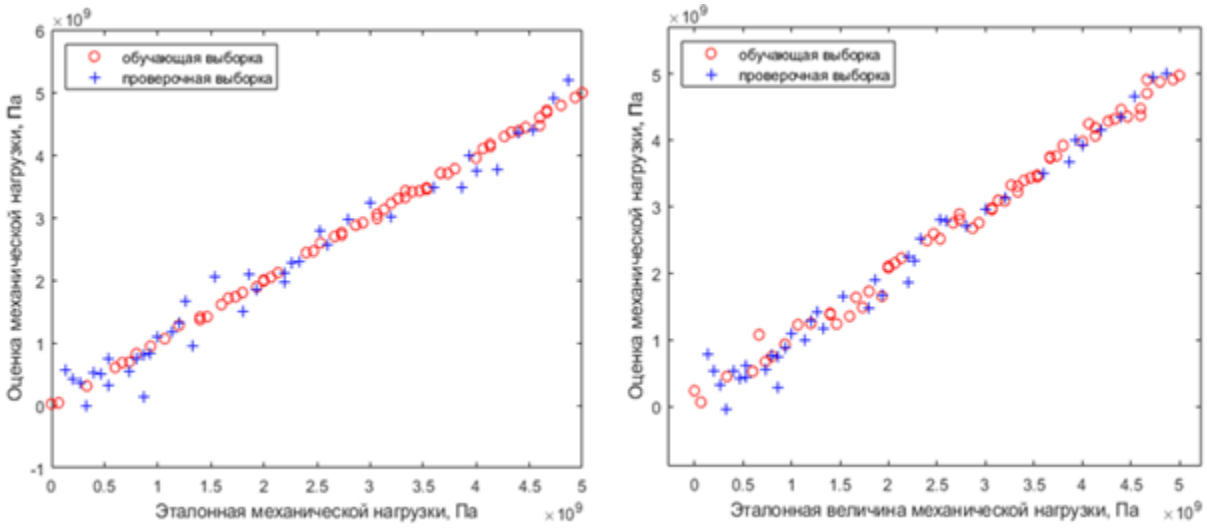



*Рис. 1.* Зависимость предсказанных значений температуры от измеренных для общей модели PLS для обоих параметров (*а*) и модели PLS только для температуры (*б*)

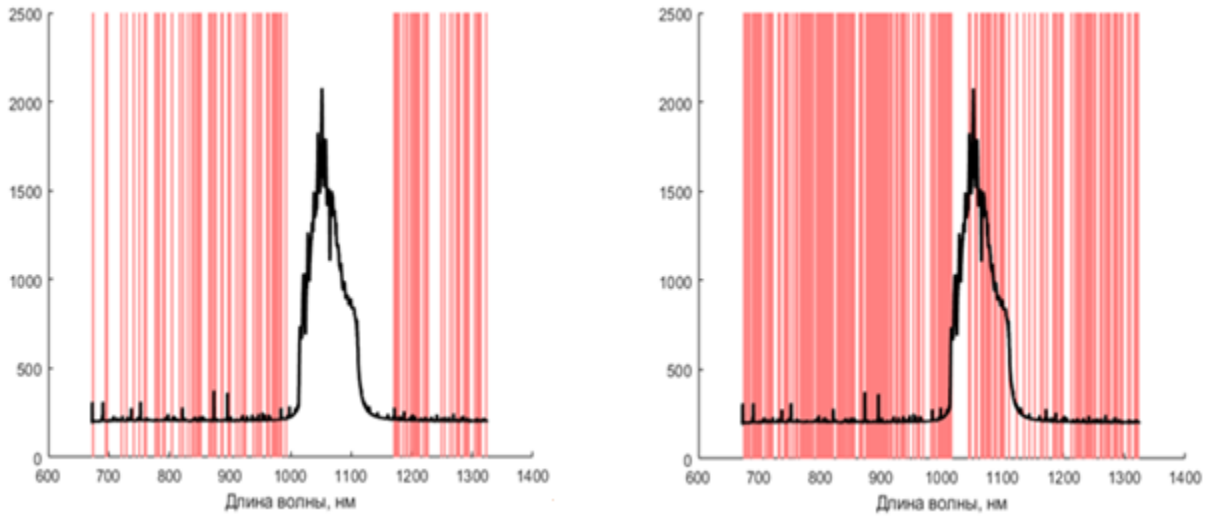
Для улучшения калибровки был применен выбор спектральных переменных с помощью поиска комбинации движущихся окон scmwiPLS (searching combination moving window interval PLS) [7]. В нем количество спектральных переменных в непрерывном интервале (окне) должно на единицу превышать количество латентных переменных для модели широкополосной PLS. Глобальный минимум зависимости величины RMSEP от количества окон определяет выбранные спектральные переменные.




*а* *б*

*Рис. 2.* Зависимость предсказанных значений механического напряжения от измеренных: *а* – для общей модели PLS; *б* – для модели PLS только для механического напряжения

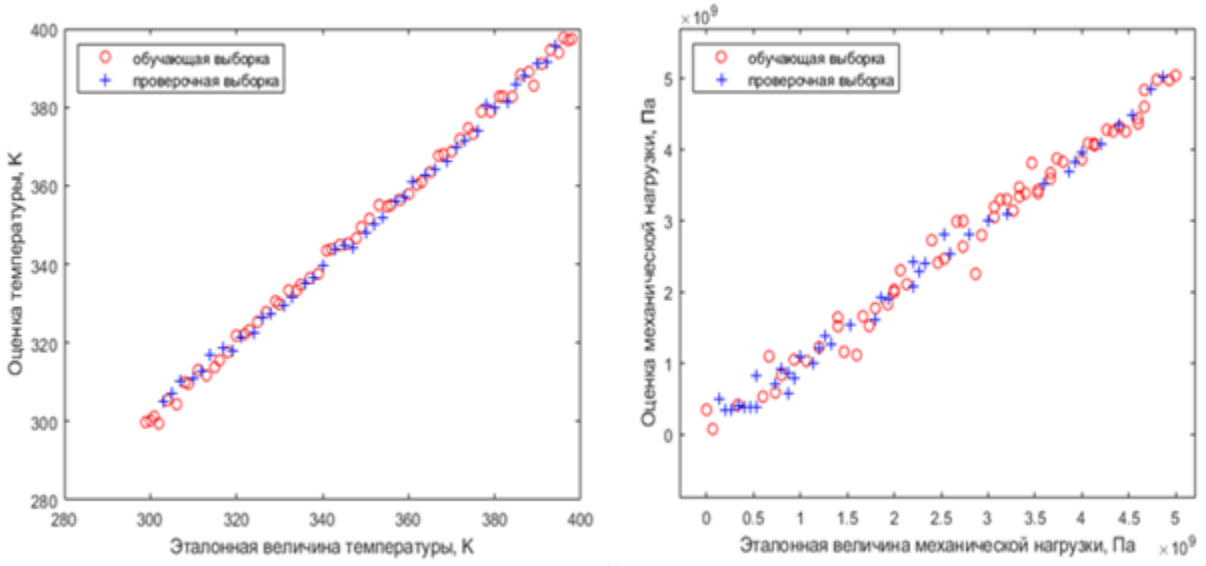
Длины волн, выбранные методом scmwiPLS, приведены на рис. 3: для калибровки механического напряжения используются 664 спектральных переменных, температуры – 445.




*а* *б*

*Рис. 3.* Спектральные переменные, выбранные моделью scmwiPLS: *а* – для калибровки температуры; *б* – для механического напряжения

Видно, что модель для калибровки температуры не использует спектральные переменные в диапазоне пика отражения ВБР 994–1170 нм, в котором находится большое количество спектральных переменных, учитываемых в модели для калибровки механического напряжения. Поэтому было предпринято спектральное разделение на два диапазона: 994–1170 нм для калибровки механического напряжения и оставшиеся коротковолновая и длинноволновая часть измеренного спектра – для калибровки температуры. В указанных диапазонах метод scmwiPLS выбрал 288 спектральных переменных для механического напряжения и 330 – для температуры. Соответствующие калибровочные зависимости представлены на рис. 4. В таблице приведены значения RMSEP для всех описанных моделей.




*а* *б*

*Рис. 4* Зависимость предсказанных значений от измеренных:
*а* – для калибровки температуры; *б* – для механического напряжения

**Среднеквадратичное отклонение RMSEP калибровки механического напряжения и температуры разными многопараметрическими моделями**

| модель | условия | механическое напряжение, МПа | температура, К |
|---|---|---|---|
| две целевых переменных | 11 LS, без выбора спектральных переменных | 67,7 | 9,72 |
| одна целевая переменная | без выбора спектральных переменных | 5 LS | 4 LS |
| | | 67,9 | 9,65 |
| | с выбором спектральных переменных | **38,6** | 1,83 |
| | с выбором спектральных переменных и разделением спектральных диапазонов | 43,5 | **1,62** |

Таким образом, предложен и реализован метод одновременного измерения температуры и механической нагрузки на основе одного датчика ВБР с использованием многопараметрического метода scmwiPLS с разделением спектральных диапазонов и выбором спектральных переменных. Показано, что модели, калибрующие оба зависимых параметра без выбора спектральных переменных, демонстрируют низкую точность и не позволяют эффективно разделить влияние температуры и механического напряжения на спектры отражения ВРБ. Разделение спектральных диапазонов и выбор переменных обеспечили построение моделей с высоким качеством оценки и температуры, и механического напряжения: отклонение RMSEP составило 1,62 K для температуры и 43,5 МПа для механического напряжения. Полученные результаты уступают точности калибровки механического напряжения (< 0,5 %) многопараметрической сенсорной системой, использующей дополнительно поляризационный анализ спектров отражения одиночной ВБР для калибровки осевой деформации, угла скручивания и температуры [8], но превосходят ее по точности калибровки температуры (1,62 K против 2,91 K). Таким образом, можно сделать вывод о возможности применения ВБР-датчиков с использованием методов машинного обучения для обработки спектральной информации при проведении мониторинга строительных и промышленных объектов в режиме реального времени.

Работа выполнена при финансовой поддержке задания 1.1 ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций».

**Библиографические ссылки**

1. *Albert, J.* Tilted fiber Bragg grating sensors / J. Albert, S. L. Y. Shao, C. Caucheteur // Laser Photonics Reviews. 2013. Vol. 7, № 1. P. 83–108.
2. *Bao, X., Chen L.* Recent progress in distributed fiber optic sensors // Sensors. 2012. Vol. 12. P. 8601–8639.
3. An ultra-fast fiber optic pressure sensor for blast event measurements / N. Wu [et al.] // Measurement Science and Technology. 2012. Vol. 23, № 5. P. 1–7.
4. *Li, L.* All-fiber Mach-Zehnder interferometers for sensing applications / L. Li, L. Xia, Z. Xie, D. Liu // Optics Express. 2012. Vol. 20, № 10. P. 11109–11120.
5. *Her, S. C., Lin W. N.* Simultaneous Measurement of Temperature and Mechanical Strain Using a Fiber Bragg Grating Sensor // Sensors. 2020. Vol. 20, № 15. Article 4223.
6. *Geladi, P. Kowalski B.* Partial Least-Squares Regression: A Tutorial // Analytica Chimica Acta. 1986. Vol. 186. P. l–17.
7. *Ходасевич, М. А., Саскевич Н. А.* Методы построения обучающего набора для калибровки с помощью флуоресцентной спектроскопии небольших выборок // Весці НАН Беларусі, сер. фіз.-мат. навук. 2018. № 1. С. 77–83.
8. Polarization-Assisted multiparameter sensing using a single fiber Bragg grating // A. Leal-Junior [et al.]. // Optical Fiber Technology. 2024. Vol. 84. Article 103775.

# Свойства модифицированной цепи Белла и её влияние на кубиты

**О. Г. Жевняк**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: zhevnyakog@mail.ru*

На основе комбинации цепи Белла со своим зеркальным отражением была предложена модифицированная цепь Белла. Рассмотрены свойства этой цепи при пропускании через неё различных кубитов. Показано, что она может быть использована в квантовых вычислениях для разработки новых квантовых алгоритмов, в частности, решения задачи идентификации симметричного кубита.

***Ключевые слова:*** Квантовые вычисления; кубиты; цепи Белла

# Properties of modified Bell circuit and its effect on qubit

**O. G. Zhevnyak**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: zhevnyakog@mail.ru*

By combination Bell circuit wits its mirror image the modified Bell circuit proposed. The properties of that circuit are considered by passing through it of various qubits. It is shown that modified Bell circuit may be used in quantum simulation and quantum algorithms in particularly for solution to the problem of identifying a symmetric qubit.

***Keywords:*** Quantum simulation; qubit; Bell circuits

## Введение

В квантовых вычислениях, как известно [1–3], цепь Белла – как прямая, так и обратная (см. рис. 1) – имеют очень важное значение. Они обеспечивают два ключевых процесса, характерных только для кубитов и демонстрирующих их преимущества перед классическими битами цифровой информации, – сверхплотное кодирование и квантовую телепортацию кубитов.

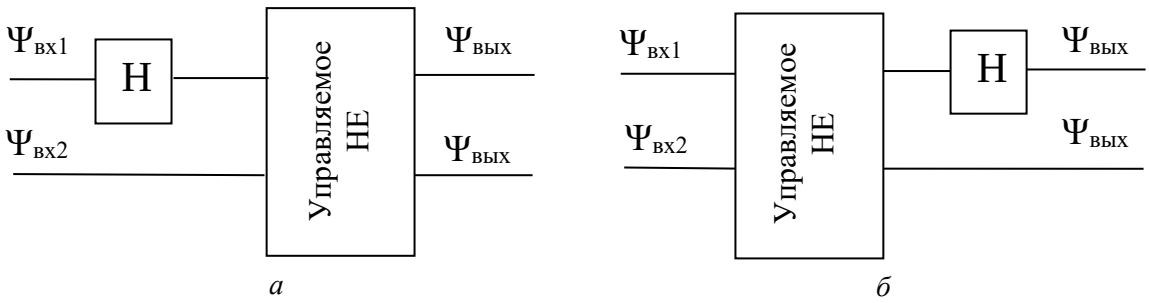



*Рис. 1.* Цепи Белла: *а* – прямая; *б* – обратная

У этих цепей Белла имеются разновидности схемы подключения вентилей с симметричным отражением (см. рис. 2), которые демонстрируют те же свойства, что и обычное подключение. Прежде всего, это аннулирование действия каждой из схем, если к её выходу подключить противоположного партнёра (к прямой обратную или к обратной прямую) – на выходе такой соединённой схемы мы получим те же самые входные сигналы $\Psi_{вх1}$ и $\Psi_{вх2}$, а также получение запутанных кубитов на выходах каждый из цепей по отдельности.

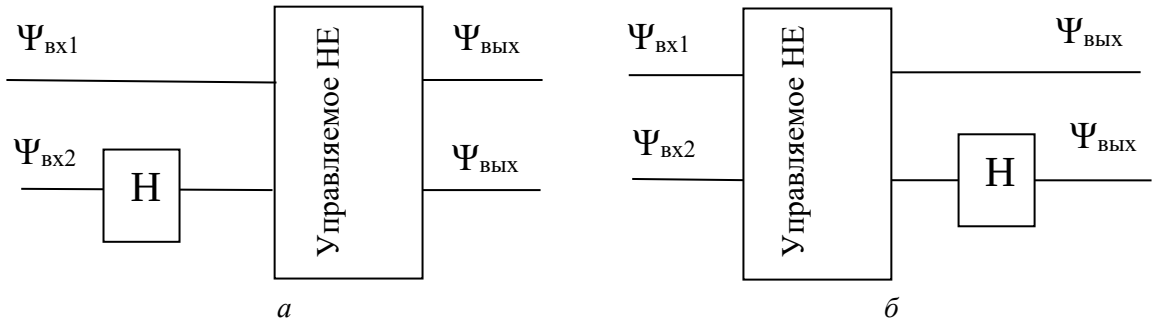



*Рис. 2.* Симметричное отражение цепей Белла

Однако, в квантовых вычислениях практически не привлекла внимания и не изучалась модифицированная схема Белла, в которой к выходу прямой обычной цепи Белла подключается её симметричный вариант (или же к обратной цепи Белла подключается её симметричный вариант), как показано на рис. 3. В настоящей работе мы поставили цель изучить свойства такой модифицированной цепи Белла. Некоторые из них, на наш взгляд, показались интересными и представляющими значимость для квантовых вычислений и для разработки перспективных квантовых цепей.

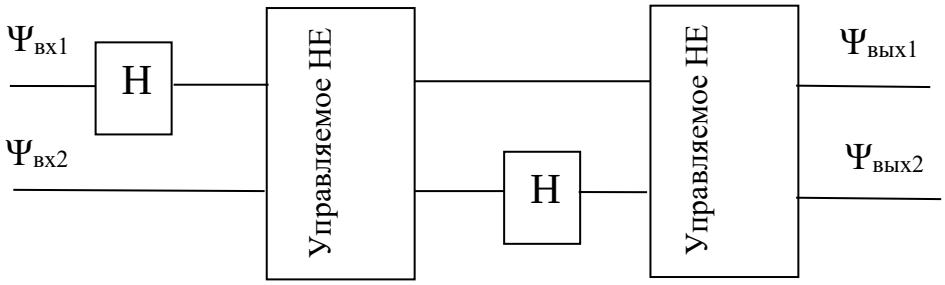



*Рис. 3.* Рассматриваемая модифицированная цепь Белла

**Прохождение кубитов через модифицированную цепь Белла**

Прежде всего отметим, как проходят обычные кубиты $\Psi_{вх1} = a_1|0\rangle + b_1|1\rangle$ и $\Psi_{вх2} = a_2|0\rangle + b_2|1\rangle$ через каждую из четырёх цепей Белла, представленных выше на рис. 1 и рис. 2. На выходе каждой из этих цепей, если входные файлы различаются, мы получим запутанный кубит $\Psi_{вых}$, который будет наблюдаться на обоих выходах.

Для прямой цепи на рис. 1 мы получим выходной кубит в виде

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2+b_1a_2)|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1b_2+b_1b_2)|01\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1b_2-b_1b_2)|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2-b_1a_2)|11\rangle.$$

Для обратной цепи на рис. 1 мы получим выходной кубит в виде

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2+b_1b_2)|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1b_2+b_1a_2)|01\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2-b_1b_2)|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1b_2-b_1a_2)|11\rangle.$$

Для прямой цепи на рис. 2 мы получим выходной кубит в виде

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2+a_1b_2)|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2-a_1b_2)|01\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(b_1a_2-b_1b_2)|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(b_1b_2+b_1a_2)|11\rangle.$$

Для обратной цепи на рис. 2 мы получим выходной кубит в виде

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2+a_1b_2)|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2-a_1b_2)|01\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(b_1b_2+b_1a_2)|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(b_1b_2-b_1a_2)|11\rangle.$$

Следовательно, в рассматриваемой нами модифицированной цепи Белла после первой прямой цепи на вход второй поступит запутанный кубит

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2+b_1a_2)|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1b_2+b_1b_2)|01\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1b_2-b_1b_2)|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1a_2-b_1a_2)|11\rangle.$$

Вентиль Адамара H действует на второй из базисных векторов этого кубита (на второй бит состояний $|00\rangle$, $|01\rangle$, $|10\rangle$ и $|11\rangle$), преобразуя его в комбинацию $\frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$, если это вектор-кет $|0\rangle$ или $\frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$, если это вектор-кет $|1\rangle$. В итоге на выходе рассматриваемой модифицированной цепи Белла мы получим кубит:

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{2}(a_1+b_1)(a_2+b_2)|00\rangle + \frac{1}{2}(a_1+b_1)(a_2-b_2)|01\rangle + \\ + \frac{1}{2}(a_1-b_1)(b_2-a_2)|10\rangle + \frac{1}{2}(a_1-b_1)(a_2+b_2)|11\rangle.$$

Этот кубит является запутанным, так как произведения амплитуд при векторах $|00\rangle$ и $|11\rangle$, а также между $|01\rangle$ и $|10\rangle$ не равны друг другу (в самом деле, получаем в первом случае $\frac{1}{4}(a_1^2 - b_1^2)(a_2+b_2)^2$ и во втором случае – $\frac{1}{4}(a_1^2 - b_1^2)(-1)(a_2-b_2)^2$).

**Задача идентификации симметричного кубита**

Получившийся на обоих выходах кубит может представлять для квантовых вычислений (квантовых алгоритмов) определённый интерес. В частности, мы

предлагаем его использовать для решения следующей задачи. Известно, что один из двух кубитов имеет симметричный вид, то есть является кубитом $\Psi_{\text{вх}} = \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$, но неизвестно, какой именно. Не проводя длительных статистических измерений каждого кубита, чтобы определить, какой из них является симметричным, мы просто пропустим эти два кубита через рассматриваемую нами модифицированную цепь Белла, и по выходному кубиту сразу решим эту задачу. Действительно, если первый из входных кубитов имеет симметричный вид, то на выходе такой цепи Белла мы получим запутанный кубит

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_2+b_2)|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_2-b_2)|01\rangle.$$

Как видно, в этом кубите присутствуют только состояния $|00\rangle$ и $|01\rangle$, при этом первое имеет более высокую вероятность реализации. Если же второй из входных кубитов имеет симметричный вид, то на выходе модифицированной цепи мы получим запутанный кубит

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1+b_1)|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1-b_1)|11\rangle.$$

В этом кубите уже присутствуют только состояния $|00\rangle$ и $|11\rangle$, при этом первое также имеет более высокую вероятность реализации. Осуществить измерение получившегося выходного кубита легче, чем двух исходных, так как появление при измерении любого из состояний – $|01\rangle$ или $|11\rangle$ – мгновенно даст нам ответ исходной задачи.

Кстати, если и второй входной кубит будет симметричным, то на выходе мы получим только одно состояние $|00\rangle$. Такое свойство модифицированной цепи Белла также может представлять определённый интерес для квантовых вычислений, в частности, для формирования кубитов с указанным состоянием.

**Заключение**

Таким образом, в настоящей работе предложена схема модифицированной цепи Белла, представляющей собой соединение обычной цепи Белла с её симметричным отражением. Рассмотрены свойства этой цепи и показано, что возникающий на её выходе выходной кубит может представлять интерес для квантовых вычислений, и на его основе можно разрабатывать квантовые алгоритмы для решения некоторых задач.

**Библиографические ссылки**


1. *Nielsen M., Chuang I.* Quantum computation and quantum information. Cambridge, 2010. 702 p.
2. *Хидари Дж.* Квантовые вычисления: прикладной подход. М.: ДМК Пресс, 2021. 370 с.
3. *Hangleiter D., Gullans M.* Bell sampling from quantum circuits // Phys. Rev. Lett. 2024. Vol. 133. Iss. 2. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.020601

# Распознавание рентгеновских изображений объектов с использованием нейронных сетей структуры MLP

**И. Н. Балухо, В. Ю. Адамович, М. Н. Жукова, Ю. И. Дудчик, Н. Н. Кольчевский**

*Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: kolchevsky@bsu.by*

В работе рассмотрено распознавание рентгеновских изображений с использованием нейронных сетей структуры MPL. Исследована эффективность применения искусственных нейронных сетей для решения задачи классификации и распознавания объектов на синтетических рентгеновских изображениях, моделирующих условия низкого фотонного потока. Выполнено обучение сети на сформированной синтетической базе рентгеновских изображений, состоящей из $10^9$ изображений для 10 классов объектов. Получена точность распознавания 81–84 %, и при числе активных пикселей свыше 200 точность превышает 90 %. Показана перспективность применения простых нейросетевых архитектур для задач онлайн-контроля в рентгенографии.

***Ключевые слова:*** распознавание изображений, нейронные сети, рентгеновское излучение.

# Object recognition in X-ray images using MLP neural networks

**I. N. Balukho, V. Y. Adamovich, M. N. Zhukava, Yu. I. Dudchik, N. N. Kolchevsky**

*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: kolchevsky@bsu.by*

Considered recognition of X-ray images using MPL neural networks. Investigated the effectiveness of artificial neural networks for classification and recognition of objects in synthetic X-ray images simulating low photon flux conditions. The network was trained on a synthetic database of X-ray images consisting of $10^9$ images for 10 classes of objects. Accuracy of recognition reached 81–84 %, and with more than 200 active pixels, accuracy exceeded 90%. Demonstrated that simple neural network architectures are promising for online control tasks in radiography.

***Keywords:*** image recognition, neural networks, X-rays.

## Введение

Современное развитие методов рентгеновской визуализации, охватывающее как медицинскую диагностику, так и неразрушающий контроль в промышленности и материаловедении, сопровождается значительным ростом объёмов экспериментальных данных, требующих эффективного и достоверного скоростного анализа изображений. С появлением высокочувствительных цифровых рентгеновских детекторов и развитием современных компьютерных технологий актуальной задачей является анализ изображения полученных в условиях недостаточной освещенности или с низким количеством фотонов на изображении, что существенно снижает радиационную нагрузку на объект исследования. Высокий уровнем шумов, квантовая дискретность фотонного потока и нестабильность других характеристик измерительных систем приводит к низкой эффективности традиционных методов обработки и анализа экспериментальных изображений.

Традиционные алгоритмы обработки изображений, основанные на методах фильтрации, пороговой сегментации и линейных преобразованиях, в таких условиях демонстрируют ограниченную эффективность. Это особенно заметно при анализе изображений с малым числом фотонов, где информативная часть носит стохастический характер и плохо поддаётся классическим методам выделения контуров и признаков. Особое значение для развития этой области имело присуждение Нобелевской премии по физике в 2024 году Джону Хопфилду и Джеффри Хинтону за их фундаментальные исследования в области искусственных нейронных сетей. Их работы заложили теоретическую основу и продемонстрировали практическую применимость нейронных структур к задачам распознавания образов, классификации и прогнозирования. Методы искусственного интеллекта, в частности искусственные нейронные сети, обладают способностью выявлять сложные нелинейные зависимости в данных и адаптироваться к условиям неопределённости, что открывает возможности для автоматизации анализа и распознавания изображений, особенно в случаях, где шум велик и информативная часть мала.

Целью работы является исследование эффективности применения искусственных нейронных сетей для решения задачи классификации и распознавания объектов на синтетических рентгеновских изображениях, моделирующих условия низкого фотонного потока.

## MLP нейронная сеть для распознавания ренгтеновских изображений

Для обучения и тестирования нейронной сети с помощью генератора случайных чисел было сформирована база синтетических рентгеновских изображениях, моделирующих условия низкого фотонного потока состоящая из более $10^9$ изображений размером 784 пикселей  распределённых по десяти классам.

В качестве базовой архитектуры выбрана модель многослойного перцептрона (MLP), обладающая простотой программной реализации и невысокими требованиями к вычислительным ресурсам. Структура сети включала четыре слоя: входной, два скрытых по 20 нейронов и выходной из 10 нейронов (по числу классов).

Процесс обучения проводился на персональном компьютере MacBook с процессором Intel Core 2 Duo и 4 ГБ ОЗУ в течении 1 недели. Каждая эпоха обучения представляла полный проход обучающей выборки. Через каждые 1000 эпох осуществлялась замена обучающего набора для предотвращения переобучения. Точность распознавания характеризовалась величиной ошибки $E$, которая вычислялась по формуле:

$$E = 1 - \frac{N_{ВЕРНО}}{N}, \quad (1)$$

где $N_{ВЕРНО}$ – число верно распознанных изображений, $N$ – число всех изображений.

На начальном этапе обучения средняя точность составляла около 10 %, что соответствует случайному распределению весовых коэффициентов. В ходе обучения наблюдалось устойчивое увеличение точности распознавания, достигающее уровня 81–84 % после 1000 эпох. Дальнейшее увеличение числа эпох или изменение базы обучающих данных не приводило к существенному улучшению результатов, что свидетельствует о достижении состояния насыщения (рис. 1).

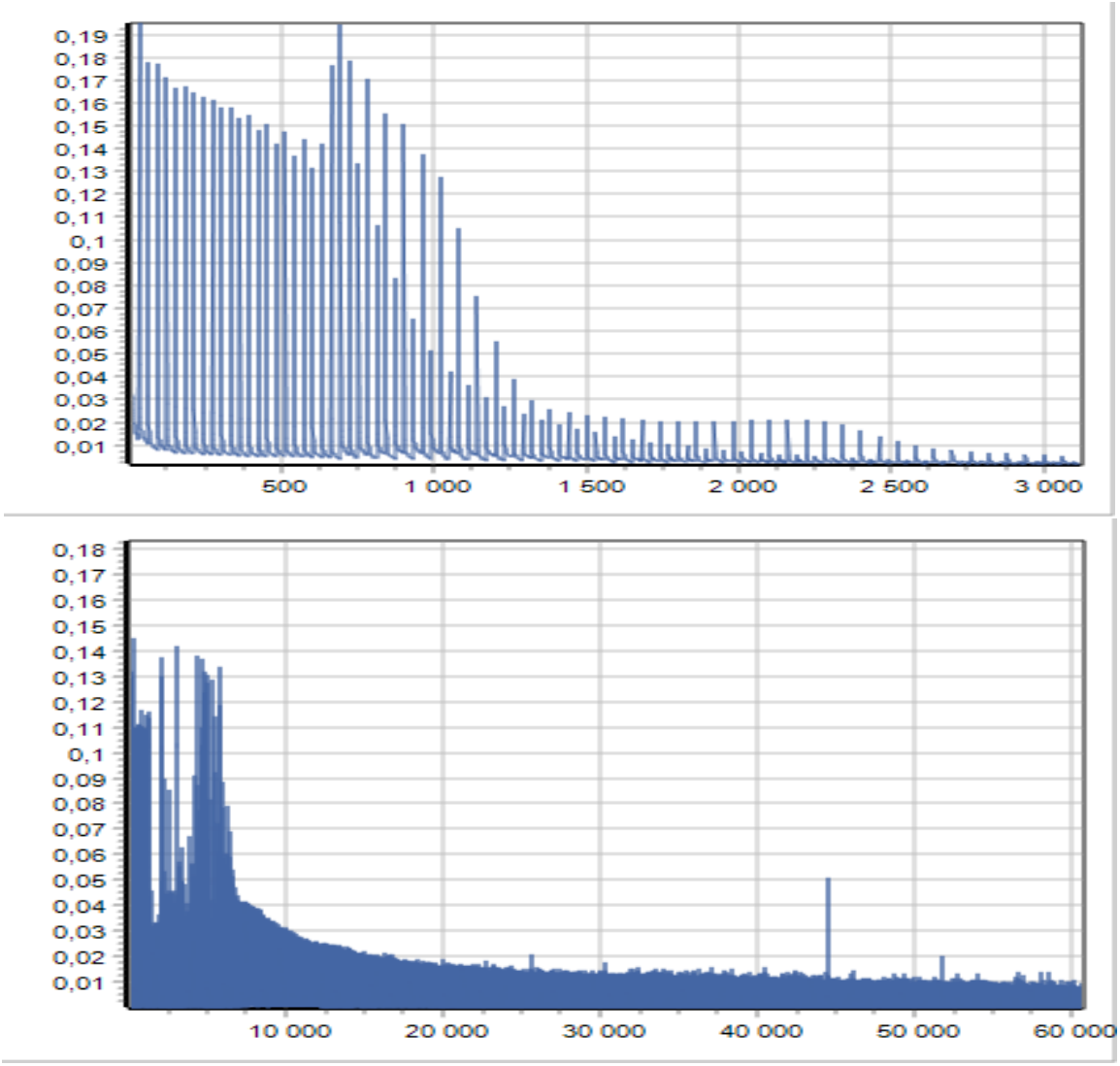



*Рис. 1.* Динамика обучения искусственной нейронной сети (зависимость ошибки от числа эпох)

Для оценки влияния качества изображения на результат распознавания проводился анализ зависимости точности от количества активных пикселей. При числе активных пикселей свыше 200 на изображении размером 784 пикселей точность распознавания превышала 90 %. При меньшем числе сигналов классы становились визуально неразличимыми, что приводило к росту вероятности ошибок, как показано на рис. 2. Малое число информативных пикселей приводит к неотличимости одного класса изображений от другого.

Результаты показывают, что простые архитектуры нейронных сетей способны эффективно справляться с задачами распознавания и классификации рентгеновских изображений в условиях малого числа активных фотонов. Среднее время обработки одного изображения составило менее 1 мс, что позволяет обрабатывать свыше 100 000 изображений в минуту на стандартном оборудовании. Это демонстрирует потенциал применения подобных алгоритмов в системах онлайн-контроля и реального времени.

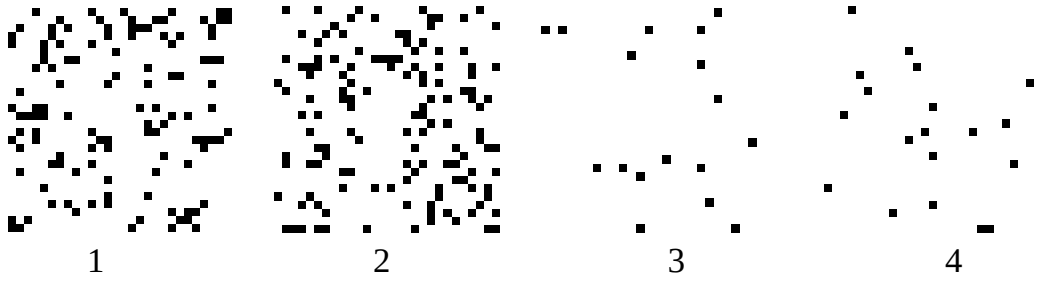



*Рис. 2.* Изображения, вызывающие ошибку распознавания:
1 – сетка; 2 – отверстие; 3 – крест; 4 – шум

Для повышения точности и устойчивости в реальных экспериментах требуется развитие архитектуры нейронной сети. Перспективными направлениями являются: сверточные нейронных сетей (CNN), которые более эффективно извлекают пространственные признаки изображений; использование автоэнкодеров и вариационных автоэнкодеров (VAE) для подавления шума и восстановления структуры изображения; трансформерные архитектуры (ViT, Swin-Transformer), демонстрирующих высокую эффективность в задачах обработки изображений; использование гибридных подходов, объединяющих физические модели, статистические методы и нейронные сети, что позволит создавать универсальные интеллектуальные системы анализа и распознавания рентгеновских изображений с возможностью самокалибровки и адаптации с учетом условий эксперимента, объекта исследования и методики формирования рентгеновского изображения.

## Заключение

Проведённое исследование подтвердило применимость методов искусственного интеллекта, в частности многослойных нейронных сетей, для распознавания объектов на рентгеновских изображениях, полученных при низких потоках фотонов. Достигнутый уровень точности (81–90 %) позволяет рассматривать подобные подходы как перспективные для дальнейшей интеграции в интеллектуальные системы обработки данных медицинской и промышленной рентгенографии.

Работа частично поддержана Министерством образования Республики Беларусь в рамках задания 3.12 ГПНИ "Механика, металлургия, диагностика в машиностроении", подпрограмма "Техническая диагностика".

## Библиографические ссылки

1. Распознавание изображений в условиях малых потоков фотонов / Н. В. Трапенок [и др.] // Приборостроение-2023 : материалы 16-й Междунар. науч.-техн. конференции, 15–17 ноября 2023 г., Минск, Республика Беларусь / редкол.: О. К. Гусев (председатель) [и др.]. – Минск : БНТУ, 2023. С. 282–283.
2. Распознавание изображений объектов в условиях малых потоков фотонов с помощью искусственного интеллекта / М. Н. Жукова [и др.] // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосмических технологий и физики конденсированного состояния : материалы VIII Междунар. науч.-практ. конференции, 22–23 мая 2025 г. Минск. М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А. Н. Севченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: «СтройМедиаПроект», 2025. С. 236–237.

# Авторизация пользователей по QR-кодам, записанным с помощью импульсно-лазерной обработки материалов

**М. В. Лобанок, С. С. Гринько, О. Р. Людчик**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: LobanokMV@bsu.by*

В работе рассматривается междисциплинарный подход к авторизации пользователей на рабочих местах с помощью физических QR-меток, записанных методом импульсной лазерной обработки в различных материалах, в качестве элемента системы контроля доступа. Обсуждаются сопротивляемость интегрированных меток несанкционированному копированию и физическому вмешательству, а также возможности интеграции предлагаемого решения в существующие системы кибербезопасности и управления доступом.

***Ключевые слова:*** лазерная маркировка; QR-код; аутентификация; контроль доступа; физические метки.

# User authorization using QR codes recorded using pulsed laser processing of materials

**M. V. Lobanok, S. S. Grinko, O. R. Lyudchik**

*Belarusian Statel University, Minsk, Belarus, e-mail: LobanokMV@bsu.by*

This paper examines an interdisciplinary approach to user authorization at workstations using physical QR tags embedded in various materials using pulsed laser processing as an element of an access control system. The resistance of integrated tags to unauthorized copying and physical interference, as well as the possibilities of integrating the proposed solution into existing cybersecurity and access control systems, are discussed.

***Keywords:*** Distance education; information and communication technologies; academic integrity.

## Введение

Современные рабочие процессы предъявляют высокие требования к надежности систем управления доступом и аутентификации. В промышленных и корпоративных средах широко применяются физические идентификаторы личности – электронные пропуска, RFID-метки, смарт-карты, биометрия – для получения сотрудниками доступа к оборудованию или данным. Однако традиционные методы подвержены ряду уязвимостей: карты и метки могут быть утеряны или скопированы, пароли – перехвачены злоумышленниками. Поэтому актуальной задачей является объединение кибербезопасности с физическими факторами непосредственно на рабочем месте, что затрудняет удаленные атаки и подмену устройств.

Одним из перспективных решений является использование QR-кодов, интегрированных в оборудование, в качестве меток для авторизации. QR-коды получили широкое распространение как удобный носитель машиночитаемой информации; они применяются для маркировки изделий и отслеживания компонентов по цепочкам поставок. Однако стандартный статический QR-код сам по себе не

обеспечивает криптографической стойкости: будучи открытым идентификатором, такой код может быть сравнительно легко скопирован или подменен злоумышленником. Известны случаи, когда на объектах злоумышленники наклеивали поверх настоящих QR-стикеров поддельные, перенаправляя пользователей на мошеннические ресурсы. В итоге обычный распечатанный QR-код годится скорее для упрощения доступа к информации, чем для надежной аутентификации.

В данной работе предлагается подход, повышающий доверие к QR-меткам путем записи QR-кода в материал с помощью лазерной гравировки. Импульсная лазерная маркировка позволяет нанести на металл, пластик или другой материал стойкое изображение с высокой точностью и контрастом. Такие метки не выцветают, не стираются со временем, не боятся влаги и химического воздействия; попытка незаметно удалить или заменить их существенно затруднена. Важно, что присутствие физической метки привязывает пользователя к конкретному оборудованию в момент доступа, дополняя его учетные данные и повышая защиту от удаленного взлома.

Цель данного исследования – комплексно изучить возможности и ограничения использования лазерно-гравированных QR-меток для авторизации пользователей на рабочих местах.

**Протокол авторизации с физической QR-меткой**

Предлагаемый способ аутентификации сочетает сканирование физического QR-кода, нанесенного на оборудование, с проверкой цифровых учетных данных пользователя через защищенный канал. Каждый защищаемый объект (рабочая станция, терминал, станок и т. п.) имеет уникальный QR-код, лазерно выгравированный на корпусе или панели. Этот код может содержать идентификатор устройства либо зашифрованный URL для обращения к серверу аутентификации. Процедура авторизации включает несколько этапов. Во-первых, пользователь инициирует вход в систему на рабочем месте (например, пытается войти в учетную запись компьютера или запустить станок); система запрашивает подтверждение присутствия пользователя у данного устройства. Далее пользователь с помощью доверенного мобильного устройства (смартфона с корпоративным приложением) либо со встроенного стационарного считывателя сканирует QR-метку на оборудовании. Примером аналогичного подхода в промышленности является система компании Sumitomo, где оператор идентифицируется сканированием QR-кода на своем бейдже, содержащем его имя и уровень доступа. После считывания метки приложение расшифровывает данные QR-кода и передает на сервер (по защищенному протоколу TLS) следующую информацию: (a) идентификатор устройства, зашифрованный или закодированный в метке; (b) учетные данные пользователя (например, токен сеанса приложения или его электронную подпись). Сервер сопоставляет полученные данные с базой доступа: пользователь считается подлинным и получает разрешение, только если его электронные креденшелы валидны и он предъявил правильную метку от данного устройства. Физическое сканирование таким образом привязывает сессию к конкретному месту и выступает фактором присутствия. Требование иметь при себе доверенный сканер (смартфон с приложе-

нием) добавляет дополнительный out-of-band уровень безопасности сверх обычного пароля. При успешной проверке система предоставляет доступ (разблокирует ПК, запускает оборудование и т. д.) и регистрирует событие в жур-нале безопасности. Заметим, что сам QR-код в данной схеме не содержит чувствительных данных (например, паролей); он служит лишь меткой-связкой между физическим объектом и записью в системе доступа. Без знания учетных данных пользователя сканирование даже настоящего кода не позволит злоумышленнику пройти аутентификацию.

Следует учитывать, что простая передача статичного идентификатора сопряжена с риском атаки воспроизведения (replay): противник теоретически может скопировать QR-код и попытаться использовать его на поддельном устройстве. Для повышения стойкости возможны усовершенствования протокола за счет внедрения динамических компонентов. В частности, реализуемо комбинированное решение, когда после ввода пароля система генерирует одноразовый challenge, который либо отображается на экране в виде временного QR-кода, либо обрабатывается на мобильном клиенте. Однако в нашем исследовании основное внимание уделено статической физической метке как фактору присутствия, в сочетании с проверкой пользователя через доверенное приложение. Такой подход уже обеспечивает двухфакторную авторизацию (знание пароля + обладание смартфоном для сканирования in situ), а также препятствует удаленной компрометации, требуя непосредственного нахождения у защищаемого устройства.

Для создания стойких QR-меток применяется технология импульсной лазерной обработки. Режим наносекундных импульсов позволяет локально воздействовать на поверхность – испаряя или оплавляя тонкий поверхностный слой – без существенного нагрева окружающей области. В результате на материале формируются контрастные элементы QR-кода заданной формы (темные или светлые относительно фона), которые считываются оптическими сканерами. Лазер выполняет гравировку или микромодификацию поверхности (окисление, оплавление, вспенивание полимера и т. п.), оставляя неизгладимую метку с размером элементов порядка десятков–сотен микрометров.

Считывание полученных QR-меток осуществлялось с помощью камеры смартфона (12 Мп) через мобильное приложение-сканер (на основе библиотеки ZXing), а также ручным 2D-сканером штрихкодов для сравнения. В штатных условиях (прямой угол обзора ~0°, расстояние ~20 см, освещение ~500 лк) все протестированные метки распознавались мгновенно, без ошибок декодирования. Среднее время считывания составляло менее 0,5 с. Для каждой метки было проведено не менее 50 попыток сканирования; во всех случаях результат был успешным, что свидетельствует о 100 % распознаваемости при отсутствии повреждений.

Далее метки подвергались испытаниям в усложненных условиях, чтобы оценить границы их работоспособности. Во-первых, проверялась устойчивость к изменению угла обзора и дистанции. Коды оставались уверенно читаемыми при наклоне до ~50° от перпендикуляра и при удалении до 1 м (при перефокусировке камеры). При более острых углах (> 60°) для металлических образцов наблюдались бликовые засветы, затруднявшие распознавание; проблему удавалось решить

использованием поляризационного фильтра на подсветке либо повторным сканированием под несколько иным углом. Во-вторых, оценивалось влияние частичного закрытия или повреждения метки. Имитируя загрязнение или износ, часть площади каждого QR-кода (от ~5 % до 30 %) закрашивалась непрозрачной краской. Эксперименты подтвердили, что при закрытии до ~15 % области (что соответствует запасу коррекции уровня M) все метки продолжали правильно декодироваться. При потере 20–30 % модулей вероятность успешного считывания зависела от расположения дефектов: если затерянные элементы были разбросаны, код зачастую удавалось восстановить за счет избыточности, тогда как выпадение нескольких соседних символов приводило к ошибкам декодера. Для уровня коррекции H (до 30 % восстановления) ожидаемо наблюдалась большая толерантность к повреждениям, хотя при этом сама плотность размещения модулей выше, что предъявляет более строгие требования к разрешающей способности сканирования.

Для противодействия угрозе копирования предлагается несколько подходов. Во-первых, можно усложнить воспроизведение метки добавлением скрытых элементов защиты. В промышленности существуют решения, интегрирующие в рисунок QR-кода микроструктуры или микроперфорацию по секретному шаблону. Такие элементы невидимы невооруженным глазом и не влияют на считывание основного кода, но могут быть обнаружены специальным прибором или приложением; их невозможно точно скопировать без знания шаблона, что значительно повышает барьер для подделки. Аналогично вокруг или внутри лазерного QR-кода можно нанести микротекст, голографические отметки либо использовать свойства материала (например, особое лазерное травление, видимое только под ультрафиолетом). Перспективным направлением является применение физически неклонируемых функций (PUF) – уникальных микродефектов и случайных структур поверхности, которые неизбежно возникают при лазерной обработке. Каждая такая метка будет обладать индивидуальным «отпечатком» на микроскопическом уровне, по которому можно подтвердить ее подлинность, и который чрезвычайно трудно подделать в принципе.

Во-вторых, важна система мониторинга и аудита использования меток. Поскольку при нашем подходе сканирование метки связано с сетевым сервером, несложно отслеживать время и место каждого обращения. Если один и тот же идентификатор QR внезапно будет сканироваться почти одновременно в двух разных локациях, система сможет заподозрить дублирование (клонирование метки) и принять меры – например, временно заблокировать доступ до разбирательства. Подобный подход успешно применяется для обнаружения клонированных карт доступа RFID и может быть адаптирован для QR-меток. Кроме того, ведение журнала всех попыток доступа повышает общую безопасность: администраторы впоследствии могут проверить, кто, когда и к какому оборудованию получал доступ, и выявить аномалии или нарушения регламента.

С точки зрения интеграции в существующую инфраструктуру кибербезопасности, предложенное решение достаточно гибко. Физические QR-метки могут использоваться как один из факторов многофакторной аутентификации.

Сканирование QR-кода на рабочем месте можно рассматривать как аналог подключения аппаратного токена: это требование, выполняемое пользователем (приложением на его устройстве) отдельно от основной системы. Большинство современных платформ управления доступом (IAM) позволяют добавить такой шаг проверки без значительных модификаций. Например, корпоративную систему входа можно настроить так, что при попытке войти в учетную запись с нового компьютера или терминала пользователь должен отсканировать соответствующий QR-код через приложение – и только после этого ему выдается токен сеанса. Такой принцип совместим со стандартными протоколами (OAuth 2.0, SAML и др.), где мобильное приложение выступает поставщиком аутентификации.

Разумеется, лазерно-гравированные QR-метки не являются панацеей и имеют границы применимости. В крайне агрессивных условиях эксплуатации (например, при постоянном абразивном износе, сильной коррозии или механических повреждениях) со временем метки могут деградировать. Кроме того, остаются актуальными общие проблемы информационной безопасности: атаки инсайдеров и методы социальной инженерии. Пользователи должны осознавать важность защиты своих учетных данных и не допускать раскрытия или несанкционированного использования доверенных устройств для сканирования. При соблюдении этих мер предложенная технология способна органично дополнить существующие средства кибербезопасности, добавляя новый уровень защиты на стыке цифрового и физического пространства.

Представлен комплексный подход к повышению безопасности авторизации пользователей на рабочих местах за счет физической интеграции QR-кода методом лазерной гравировки. Показано, что такие лазерно-гравированные QR-метки могут успешно выполнять роль дополнительного фактора аутентификации, обладая высокой надежностью считывания и устойчивостью к внешним воздействиям.

### Библиографические ссылки


1. *Kamalanathan D.* Laser Engraved 2D and QR Code on Titanium Plates Denture Markers – An Observational Study / D. Kamalanathan, N. R. Monica, R. Sridharan // Journal of Research in Medical and Dental Science. 2022. Vol. 10, No 4. P. 70–73.
2. *Людчик О. Р., Лобанок М. В.* Влияние параметров лазерной обработки на характеристики рассеивающих массивов дефектов в стекле // Взаимодействие излучений с твердым телом: материалы XV Междунар. конф., Минск, 26–29 сентября 2023 г. – Минск: БГУ, 2023. С. 267–269.
3. Реализация учебного комплекса для измерения характеристик массивов лазерных пробоев в стекле / С. С. Гринько [и др.] // Компьютерные технологии и анализ данных (CTDA’2024): материалы IV Междунар. конф., Минск, 25–26 апреля 2024 г. – Минск: БГУ, 2024. С. 56–58.
4. Электрофизические характеристики структур TiAlCN/TiAlN, модифицированных наносекундной импульсной лазерной обработкой / О. С. Сиренко [и др.] // Квантовая электроника: материалы XIV Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 21–23 ноября 2023 г. – Минск: БГУ, 2023. С. 453–456.

# Сравнительный анализ методов записи информации в твердотельных материалах с использованием наносекундного лазерного излучения

**В. А. Дубовик, М. В. Лобанок, О. Р. Людчик, Е. В. Вишневская**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail:lyudchik@bsu.by*

В ходе данной работы было изучено формирование лазерно-модифицированных областей на поверхности непрозрачных и внутри прозрачных материалов. Исследованы характеристики лазерно-модифицированных областей, представлены возможные методы лазерной записи информации, основанные на различающихся устойчивых состояниях, и проведен их сравнительный анализ.

***Ключевые слова:*** лазерное излучение, наносекундный импульс, запись информации, лазерный пробой, твердотельный материал.

# Comparative analysis of methods for recording information in solid-state materials using nanosecond laser radiation

**V. A. Dubovik, M. V. Lobanok, O. R. Lyudchik, A. V. Wishnevskaya**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail lyudchik@bsu.by*

This paper analyzes the creation of laser-treated breakdown regions on the surface of opaque materials and within transparent ones. The characteristics of these regions were investigated, possible methods of laser recording of information based on different stable states are presented and their comparative analysis is carried out.

***Keywords:*** laser radiation, nanosecond pulse, information recording, laser breakdown, solid-state material.

## Введение

Проблема длительного хранения критически важных данных в настоящее время становится все более актуальной, поскольку объемы информации постоянно растут. Существует большое количество систем хранения информации, обладающих высокой плотностью записи и скоростью работы, однако большинство этих систем подвержено неблагоприятному влиянию внешних факторов, таких как механические повреждения, высокие температуры, электромагнитные и радиационные излучения. Таким образом, появляется риск потери данных.

На протяжении последних десяти лет начали активно развиваться методы лазерной записи информации, основанные на изменении поляризации света, проходящего через лазерно-модифицированные области стекла [1]. Успешно доказано, что записанные таким образом данные способны храниться миллионы лет, однако для их записи и считывания требуется специализированное высокоточное лазерное и оптическое оборудование. Таким образом, актуальными остаются вопросы поиска альтернативных способов записи информации, для работы которых достаточно наличия относительно простого недорогого оборудования как для записи,

так и для считывания информации. Также актуальной является задача увеличения плотности и объема записываемой информации в различных твердо-тельных материалах, обладающих необходимыми механическими и оптическими свойствами, которые также могут сохранять их в течение длительного времени в определенных неблагоприятных условиях. К их числу относят металлы, полимерные материалы, диэлектрики, устойчивые к внешним воздействиям.

В настоящей работе для экспериментальных исследований были использованы два материала: светочувствительный полимер и неорганическое стекло. Путем импульсной лазерной обработки в различных режимах были созданы массивы лазерно-модифицированных областей. В каждом материале был исследованы раз-меры областей и найдены устойчивые состояния, различающиеся по размеру и оптическим свойствам. Учитывая эти состояния, особенности использованных веществ и предельные возможности имеющегося оборудования, были созданы и проанализированы возможные методы записи информации на поверхности непро-зрачных и внутри прозрачных материалов.

Данное исследование является продолжением работ, проводимых с целью выяснения возможностей увеличения плотности лазерной записи информации в твердотельных материалах за счет увеличения количества устойчивых и надежно распознаваемых состояний, реализуемых в заданной области материала при варьировании режимов лазерной импульсной наносекундной обработки [2].

## 1. Импульсная лазерная обработка полимеров и анализ лазерно-модифицированных состояний

Обработка светочувствительного полимера отличается тем, что при использовании сфокусированных наносекундных лазерных импульсов с гауссовским распределением интенсивности и изменении местоположения фокусирующей линзы относительно поверхности полимерного образца, возможно формирование одинаковых по размеру (диаметру) лазерно-модифицированных областей, но с различной внутренней структурой и, соответственно, различными оптическими свойствами, которые возможно распознать при обработке изображений как различные состояния. Так при определенных режимах фокусировки и энергии лазерных импульсов формируются области заданного размера с однородным изменением цвета по всей модифицированной площади. В этом случае практически не наблюдается испарения полимера с поверхности, а изменение цвета происходит за счет стимулированных лазерным излучением термо- и фото-химических процессов. При других режимах импульсной обработки, когда плотность энергии (мощности) лазерного излучения в области фокусировки на поверхности превышает определенные критические значения, за счет неравномерного распределения интенсивности гауссовского пучка, наряду с изменением цвета на периферии пятна фокусировки (темная область), происходит частичное испарение полимерного материала в центральной части, что отражается на изменении структуры микродефекта и его оптических свойств (формируется более светлая область определенного размера в центральной части). На рис. 1 приведена фотография массивов лазерно-модифицированных областей на поверхности светочувствительного полимера, сформиро-

ванных при различных энергиях наносекундного лазерного импульса с длиной волны 1064 нм и различных режимах фокусировки.

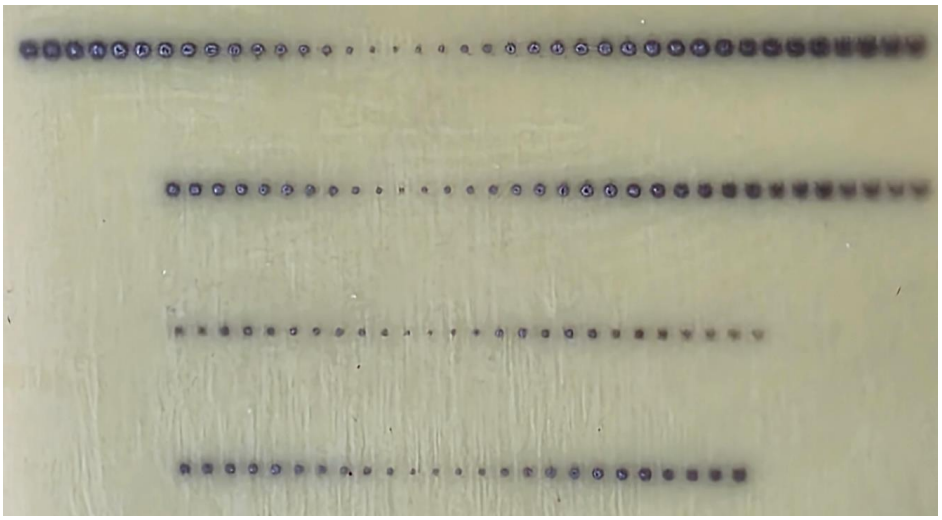


*Рис. 1.* Фотография обработанной поверхности полимера.
Первый ряд сверху – энергия лазерного импульса $E_и$ = 26,21 мДж.
Второй ряд сверху – $E_и$ = 23,22 мДж. Третий ряд сверху – $E_и$ = 17,6 мДж.
Четвёртый ряд сверху – $E_и$ = 20,44 мДж

Полученные результаты указывают на возможность реализации в требуемой области на поверхности непрозрачного полимерного материала в пределах заданного разрешения нескольких различных устойчивых состояний, основанных на отличии в размерах и внутренней контрастности, которые можно распознать как независимые в задачах повышения плотности записываемой информации.

## 2. Импульсная лазерная обработка прозрачных материалов и анализ лазерно-модифицированных состояний

В основе записи информации внутри прозрачных материалов лежит явление оптического пробоя, при котором в области фокусировки лазерного излучения может быть превышена пороговая плотность мощности излучения, приводящая к формированию области, рассеивающей падающий на нее свет. В силу особенностей фокусировки лазерного излучения и строения стекла, формируемая модифицированная область является пространственно неоднородной по размерам с системой микротрещин, которые анизотропно рассеивают свет.

Использование этого эффекта позволяет реализовать при лазерной записи информации несколько различных устойчивых состояний в заданной области пространства внутри прозрачного материала. Это позволяет увеличить плотность записываемой информации. Кроме того, преимуществом такого способа записи является возможность формирования и распознавания многочисленных слоев микропробоев, записанных независимо друг над другом внутри стеклоэлементов при перемещении фокусирующей линзы на заданное расстояние вдоль распространения лазерного луча. Многослойность значительно увеличивает плотность записи, однако каждый

последующий слой требует дополнительной методики считывания и распознавания, что также нужно учитывать.

В данной работе в стеклянной неорганической пластине были сформированы группы областей пробоя при фокусировке наносекундного лазерного излучения с длиной волны 1064 нм и различной энергией импульса. Внешний вид типичного микродефекта, сфотографированного в двух взаимно перпендикулярных направлениях, приведен на рис. 2.

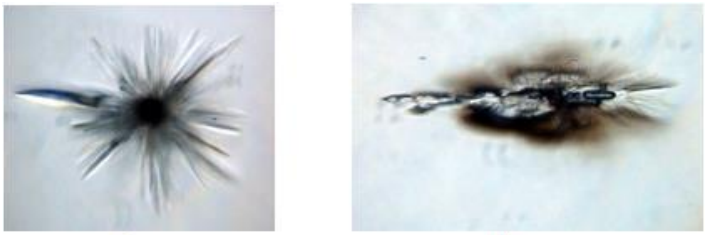



*Рис. 2.* Фотографии области лазерного микропробоя внутри стекла:
*а* – вид микродефекта сверху, *б* – вид микродефекта сбоку

Для определения размера микродефектов была использована лупа с 10-ти кратным увеличением. Соответствующие усредненные размеры областей микропробоев приведены в таблице. Усреднение проводилось на основании измерений размеров 50 дефектов для каждой энергии лазерного импульса.

**Зависимость размера области пробоя от энергии лазерного импульса**

| Фокусное расстояние линзы *f*, мм | Энергия в импульсе $E_и$, мДж | Размер области пробоя в диаметре по оси | | |
|---|---|---|---|---|
| | | X, мм | Y, мм | Z, мм |
| 150 | 16,6 | 0,2 | 0,2 | 0,4 |
| | 19,5 | 0,25 | 0,35 | 0,5 |
| | 22,2 | 0,35 | 0,4 | 0,6 |

Как отмечено выше, область лазерного микропробоя внутри стекла является анизотропной, при этом ее размеры и местоположение могут быть изменены выбором режимов лазерной обработки и фокусировки. Это позволяет реализовать на практике несколько подходов для повышения плотности записи информации, основанных на формировании в требуемой области внутри прозрачного материала в пределах заданного разрешения различных устойчивых состояний, которые можно надежно распознать в условиях многослойной записи.

Самый распространенный подход основывается на ориентации в массиве стекла областей микропробоя. Поскольку размеры микродефектов в плоскости XY и Z заметно различаются (см. таблицу), то изменение положения микродефекта в заданной локальной области позволяет получить три различных устойчивых состояния, которые надежно различаются. Дефекту, который расположен вертикально, можно присвоить состояние «1», находящемуся в горизонтальном положении – состояние «2», а дефекту, сформированному перпендикулярно первым двум, – состояние «3». Таким образом, данные можно записать в закодированном виде (числа 1,

2, 3), в зависимости от выбранной ориентации внутри стекла области лазерного пробоя по отношению к системе считывания.

Второй подход основан на использовании различий в размерах областей пробоя в плоскости XY при изменении энергии лазерного импульса. В этом случае разным состояниям (1, 2, 3 или более) соответствуют дефекты, сформированные при разных энергиях лазерного импульса в процессе записи информации. К достоинствам такого подхода можно отнести более простую техническую реализацию многослойного формирования массивов дефектов. Недостатком является необходимость постоянного изменения энергии накачки лазера (энергии лазерного импульса) в рабочем процессе записи, что снижает устойчивость информационных состояний из-за особенностей работы лазерного оборудования.

Третий подход основан на возможности управления размером микропробоя за счет изменения количества импульсов, сфокусированных в заданную область внутри прозрачного материала. Проведенные исследования показали, что при использовании одного, двух и четырех лазерных импульсов, удается реализовать три различных устойчивых состояния, надежно распознаваемых при обработке изображений дефектов. Рисунок 3 иллюстрирует вышесказанное. В данном методе энергия лазерного импульса не изменяется, что повышает его надежность.

*Рис. 3.* Три состояния заданной области внутри объема стекла

## Заключение

В ходе данной работы было изучено формирование лазерно-модифицированных областей на поверхности непрозрачных и внутри прозрачных материалов при воздействии наносекундных лазерных импульсов. Выполненные исследования показали возможность увеличения плотности лазерной записи информации за счет увеличения числа различных устойчивых состояний, основанных на отличии в размерах, форме, внутренней структуры модифицированных областей, которые можно распознать как независимые.

## Библиографические ссылки


1. Seemingly unlimited lifetime data storage in nanostructured glass / J. Zhang [et al.] // Phys. Rev. Lett., 2014. V.112(3): 033901.
2. Формирование и распознавание лазерно-модифицированных областей в твердотельных прозрачных материалах / Е. В. Вишневская [и др.] //Материалы XI Международной научно-технической конференции «Квантовая электроника». – Минск, 2017. С.242–243.

# Синхронизация времени отсчетов параллельных потоков данных, формируемых микропроцессорными блоками комплекса оптико-физических датчиков кардиоваскулярного монитора

**А. В. Лебедевский**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: lededevskiys@yandex.by*

Предложен алгоритм пересчета отсчетов времени потоков данных, одновременно получаемых компьютером комплекса от нескольких микроконтроллеров, на единую временную шкалу. Отсчетами времени каждого из подключенных микроконтроллеров служат показания счетчиков тактов их процессоров. Приведен пример реализации предлагаемого алгоритма на микроконтроллерах семейства STM32 и компьютере под управлением различных ОС. При создании алгоритма синхронизации использовались условия: автономность работы каждого из микроконтроллеров и возможность их объединения в единый комплекс, работающий под управлением одного компьютера.

***Ключевые слова:*** синхронизация временных отсчетов; микроконтроллеры; STM32; BluePill; тактовая частота процессора; сердечно-сосудистый мониторинг.

# Synchronization of the timing of parallel data streams generated by microprocessor units of a complex of optical and physical sensors of a cardiovascular monitor

**A. V. Lebedevskiy**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: lededevskiys@yandex.by*

An algorithm is proposed for converting the time readings of data streams simultaneously received by a computer complex from several microcontrollers to a single time scale. The time readings of each of the connected microcontrollers are provided by the clock counters of their processors. An example of implementing the proposed algorithm on STM32 microcontrollers and a computer running various operating systems is provided. When creating the synchronization algorithm, the following conditions were used: autonomous operation of each microcontroller and the ability to combine them into a single complex controlled by one computer.

***Keywords:*** time samples synchronization; microcontrollers; STM32; BluePill; processor clock frequency; cardiovascular monitoring.

При анализе показаний комплекса датчиков, подключенных к разным микроконтроллерам, необходимо отсчеты времени их регистрации сводить на одну временную ось отсчетов. Формирование тактовых импульсов в каждом микроконтроллере осуществляется своим автогенератором с кварцевым резонатором, поэтому тактовая частота на каждом микроконтроллере своя и получаемые временные отсчеты данных датчиков, поступающих с разных микроконтроллеров, постоянно смещаются друг относительно друга.

Средний уход времени генераторов тактовых импульсов без использования температурной стабилизации их кварцевого резонатора составляет 50 мкс/с [1]. При использовании кварцевого резонатора с частотой резонанса 8 МГц возможный уход

отсчетов времени на микроконтроллере STM32 с тактовой частотой 72 МГц составит примерно 450 мкс/с. При непрерывных измерениях, длящихся одну минуту, неопределенность масштабируется до значения 27 мс/мин, соответственно. Для широкого круга задач (общение по протоколу UART, непрерывные продолжительные измерения на одном микроконтроллере) такой точности достаточно. Однако, для приложений с высокими требованиями по синхронности отсчетов времени, например при определении временных задержек между сигналами, получаемыми оптико-физическими датчиками в разных точках тела, такая неопределенность недопустима.

При определении скорости распространения пульсовой волны по показаниям двух пульсоксиметрических датчиков, установленных на мочке уха и большом пальце ноги и обслуживаемых разными микроконтроллерами, уход временных отсчетов не должен превышать 50 мкс/мин. Это требует обязательной синхронизации по времени отсчетов, получаемых разными микроконтроллерами, при их представлении на одной временной оси или шкале. Поскольку микроконтроллеры подключены к одному компьютеру, целесообразно в качестве единой временной оси выбрать показания часов ПК.

Неопределенность, возникающая при сведении временных отсчетов на одну временную шкалу, зависит от температурных изменений резонансной частоты кварцевого кристалла, так и временных задержек между отправкой команды синхронизации времени на микроконтроллер и получением ответа на нее. Знание условий, в которых происходит эксплуатация микроконтроллерных устройств, позволяет учесть закономерности изменения тактовой частоты и создать алгоритм синхронизации временных отсчетов. При эксплуатации комплекса датчиков в нормальных условиях температурную зависимость можно аппроксимировать линейным законом, что подтверждается исследованиями производителей кварцевых резонаторов, причем как для кристаллов с углом среза AT-cut, так и SC-cut [2–4]. Проверка допустимости линеаризации разности отсчетов времени микроконтроллеров относительно отсчетов времени компьютера проведена автором при использовании двух микроконтроллеров STM32, подключенных к одному ПК. Уход и стандартное отклонение разности отсчетов времени ПК и скорректированных отсчетов микроконтроллеров составили $\mu = 1$ пс/с и $\sigma = 1.25$ мс/час, соответственно.

В докладе описаны математические основы алгоритма коррекции временных отметок и приведен пример реализации этого алгоритма в оптико-электронном устройстве «Кардиоваскулярный монитор».

### Библиографические ссылки


1. Crystal Oscillator Design Guide – AN14518 (P. 11, fig. 10) [Electronic resource]. URL: https://www.nxp.com/docs/en/application-note/AN14518.pdf (date of access: 18.10.2025).
2. A finite element analysis of frequency–temperature relations of AT-cut quartz crystal resonators with higher-order Mindlin plate theory / Ji Wang [et al.] // Acta Mechanica. 2008. Vol. 199 Iss. 1. P. 117–130. P. 128.
3. Understanding Quartz Crystal Stability [Electronic resource]. URL: https://www.iqdfrequencyproducts.com/en/news?d=quartz-crystal-stability-how-myths-and-misconceptions-mask-good-value (Date of access: 18.10.2025).
4. Basic Knowledge of Crystal Unit | Technical Columns | Epson Crystal Device [Electronic resource] – URL: https://www.epsondevice.com/crystal/en/techinfo/column/crystal-unit (date of access: 18.10.2025)

# Современные тенденции организации лабораторных практикумов по изучению принципов фотоники, спектрометрии и квантовой электроники

**В. А. Фираго, В. М. Стецик, О. Р. Людчик**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: firago@bsu.by*

На примере циклов лабораторных работ, поставленных на кафедрах квантовой радиофизики и оптоэлектроники и физической электроники и нанотехнологий БГУ, рассмотрены современные тенденции и принципы организации практикумов по специальным дисциплинам, обеспечивающих приобретение необходимых практических навыков проведения исследовательской работы и подтверждения изучаемых теоретических положений.

***Ключевые слова:*** лабораторный практикум; современные тенденции; изучение принципов, формирование навыков, оптимизация обучения.

# Current trends in organizing laboratory workshops on the principles of photonics, spectrometry, and quantum electronics

**V. A. Firago, V. M. Stecik, O. R. Lyudchik**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: firago@bsu.by*

Using the example of laboratory work cycles carried out at the Departments of Quantum Radiophysics and Optoelectronics and Physical Electronics and Nanotechnology of BSU, modern trends and principles of organizing workshops for special disciplines are considered, ensuring the acquisition of the necessary practical skills for conducting research work and confirming the theoretical propositions studied.

***Keywords:*** laboratory workshop; current trends; studying principles, developing skills, optimizing learning.

## Введение

Студенты за время обучения в бакалавриате по специальностям, относящимся к фотонике и лазерной технике, должны освоить ряд дисциплин, освещающих принципы работы оптико-электронных систем [1] и устройств квантовой электроники [2], и получить практические навыки работы с современными оптико-электронными устройствами, оптическим оборудованием и приборами квантовой электроники.

Для углубленного понимания работы устройств современной фотоники, лазерной техники и приборов квантовой электроники в первую очередь необходимо освоить: принципы возникновения и формирования световых потоков, их взаимодействия с веществом [3], детектирования и спектрального анализа принимаемых потоков фотонов, а также дальнейшей обработки регистрируемых полей светового излучения [1]. Поэтому, кроме классических дисциплин «Квантовая радиофизика», «Оптоэлектроника», для углубленного понимания необходимо освоить ряд специальных дисциплин, касающихся как детектирования, приема и обработки

оптического излучения, источников его формирования, так и взаимодействия когерентного и некогерентного излучения с различными материалами и средами [3].

На кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ в рамках современных требований сформирован кластер соответствующих дисциплин, при оптимизации которых необходима модернизация соответствующих лабораторных практикумов. Эти дисциплины распределены по модулям: «Измерение оптических полей», «Лазерные измерительные системы», «Информационные технологии в фотонике», «Элементная база фотоники». Специвльные дисциплины «Лазерные системы в аэрокосмических технологиях», «Квантовая радиофизика» и «Системы телекоммуникаций» [4] распределены по другим лекционным модулям, читаемых на факультете радиофизики и компьютерных технологий БГУ. На кафедре физической электроники и нанотехнологий изучается специальная дисциплина «Интеллектуальные лазерные технологии» [5]. Перечень этих дисциплин сформирован на основе современных требований к процессу обучения в университетах Республики Беларусь и практико-ориентированного подхода к преподаванию, когда кроме классических фундаментальных дисциплин, студенту необходимо освоить актуальные направления развития современной техники и науки и приобрести соответствующие практические навыки и компетенции. Например, кроме освоения дисциплин по оптике, фотонике и лазерной технике современный специалист должен понимать, как работают современные автоматизированные лазерно-технологические системы, а также системы наблюдения, обнаружения и распознавания, в том числе аэровоздушного и околоземного орбитального позиционирования.

## 1. Цель и принципы организации кластера лабораторных практикумов

Как показывает обзор литературы, для современных тенденций при проведении лабораторных практикумов характерно: усиление практико-ориентированности и исследовательского подхода, внедрение цифровых технологий, переход от выполнения отдельных заданий к комплексу связанных заданий, требующих интеграции различных навыков.

*Цель созданного кластера специальных дисциплин и лабораторных практикумов* – провести студентов по лестнице нарастающего освоения принципов [1–8]:

– формирования квантовых потоков классическими (тепловые источники, газоразрядные и дуговые лампы) и квантовыми полупроводниковыми источниками излучения;

– взаимодействия световых потоков и лазерного излучения с веществом;

– работы фотоприемников и фотоприемных устройств на одиночных фотоприемниках;

– архитектуры построения линеек и матриц приемников излучения различного спектрального диапазона;

– спектрометрии;

– использования лазерных диодов в системах оптической обработки потоков информации и интегральной оптики, а также в системах хранения информации;

– работы оптоволоконной техники, в том числе и в системах современных линий связи и Интернета;

– применения лазерных диодов в светодальнометрии и устройствах измерения скорости;

– работы устройств оптической когерентной томографии;

– использования полупроводниковых источников излучения в системах накачки твердотельных и оптоволоконных лазеров;

– применения полупроводниковых излучателей и фотоприемных устройств в системах медицинской диагностики и терапии;

– использования лазерной и светодиодной техники в аналитике и контроле состава аэродисперсных сред;

– использования лазерных источников ультрафиолетового диапазона спектра, позволяющих минимизировать размеры сфокусированного пучка излучения, в оборудовании для микроэлектронной промышленности;

– применения интерферометрии при определении положения и перемещения объектов и узлов в микроэлектронике;

– использования лазерных диодов с управляемыми параметрами излучения в интерферометрических блоках оборудования микроэлектронной промышленности;

– применения имеющихся и проектирования новых лазерно-технологических систем и лазерных технологий для создания новых материалов, элементов, приборных структур и устройств радиоэлектроники, в том числе микро- и наноэлектроники;

– использования современного интеллектуального лазерного оборудования;

– применения современного диагностического оборудования и приборов при исследовании свойств лазерно-модифицированных материалов и структур.

*Принципы, которые закладывались при разработке практикумов:*

– наглядность, позволяющая визуально убедиться в изучаемых принципах оптики (отражение, преломление, дисперсия и дифракция), квантовой электроники (формирование естественных и когерентных потоков излучения и их модуляция) и построения оптико-электронных устройств (схема системы измерений, расчеты принимаемых потоков, их преобразования в электрические сигналы и последующей обработки);

– учет при постановке комплексных заданий на выполнение цикла лабораторных работ цели и задач, предусмотренных программой изучаемой дисциплины;

– с целью экономии времени студентов на устранение ошибок, вызываемых человеческим фактором, максимальное применение компьютерной техники для упрощения проведения измерений, расчетов и построения графических зависимостей;

– оформление отчетов с использованием текстового редактора Word, приложения MathType для набора формул и системы компьютерной математики Matlab, облегчающей проведение расчетов и оформление графических зависимостей;

– основательно обдуманное построение контрольных вопросов при защите результатов, полученных при выполнении практикума, чтобы студенты при подготовке смогли полностью уяснить комплекс изучаемых вопросов.

Отдельно надо отметить, что при подготовке методических пособий по проведению лабораторных практикумов в их обзорной части обязательно должны приводиться сведения о последних достижениях в рассматриваемой научно-технической области знаний, чтобы студенты видели необходимость освоения практиче-

ских навыков и перспективы дальнейшего развития рассматриваемых методов и техники проведения измерений.

## 2. Примеры наполнения поставленных лабораторных практикумов

Лабораторный практикум – это мост, позволяющий перейти от теории к ее применению в повседневной профессиональной деятельности. Кроме усвоения учебного материала, он помогает приобрести навыки исследователя и экспериментатора, т. е. практического опыта обращения с оборудованием, программным обеспечением и формирования самостоятельных выводов. Поэтому лабораторный практикум - существенный элемент учебного процесса, и его наполнение определяет эффективность обучения, что требует тщательного выбора содержания практикума. Например лабораторный практикум по дисциплине «Детектирование и спектральный анализ оптического излучения» рассчитан на 28 учебных часов и содержит 5 лабораторных работ:

1. Исследование и моделирование характеристик фотоприемного устройства на основе фотодиода и трансимпедансного усилителя;
2. Исследование параметров видеокамер Basler;
3. Изучение принципов работы термографической техники разного спектрального диапазона;
4. Изучение принципов спектрометрии на основе призм и дифракционных решеток;
5. Принципы и техника градуировки спектрометрической аппаратуры.

Внедрение принципа наглядности при создании этого практикума позволяет упростить студентам (за счет зрительных ассоциаций) процесс запоминания изучаемого материала, а использование вычислительной техники – экономить время на проведение расчетов и построение необходимых графических зависимостей.

В состав лабораторного практикума по специальным дисциплинам «Системы полупроводниковой квантовой электроники» и «Основы оптических технологий в микроэлектронике» включены следующие лабораторные работы:

1. Изучение принципов формирования интерференционных картин различными источниками излучения;
2. Изучение принципов работы и методов юстировки интерферометра Майкельсона;
3. Методика юстировки плеч скомпенсированного интерферометра с погрешностью менее 1 мкм;
4. Регистрация и определение параметров периодических колебаний объектов в микро и нанодиапазонах смещений;
5. Исследование параметров полупроводниковых источников излучения с перестраиваемой когерентностью;
6. Принципы дальнометрии с когерентным приемом лазерного излучения;
7. Изучение закономерностей перестройки частоты излучения лазерных диодов при изменении тока накачки и температуры излучающего кристалла с использованием интерферометра Майкельсона;
8. Изучение принципов измерения расстояний при когерентном приеме отраженного излучения полупроводниковых лазеров.

Изучение методов когерентного приема лазерного излучения позволяет студентам освоить практические навыки по повышению точности определения изменений частоты излучения, неравномерности гладких поверхностей (их отклонения от плоскостности), а также осознанно применять полупроводниковые лазерные источники в системах: накачки твердотельных и оптоволоконных лазеров, лазерной диодной спектроскопии, интерференционных измерений скорости и амплитуды смещений и параметров вибраций поверхностей вплоть до нанометрового диапазона.

Надо отметить, что содержание кластера практикумов, поставленных на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники и физической электроники и нанотехнологий БГУ, позволяет студентам бакалавриата получить теоретические знания и практические навыки и компетенции, необходимые в их профессиональной деятельности на предприятиях оптико-электронной промышленности РБ и в научно-исследовательских учреждениях.

## Заключение

Обучение практическим навыкам и построение лабораторных практикумов по изучаемым дисциплинам необходимо вести на основе изложенных принципов: наглядность, комплексность и практико-ориентированность, обязательное применение компьютерной техники, использование современных пакетов программ для проведения экспериментов и оформления отчетов, оптимизация содержания контрольных вопросов. Важной составляющей при получении студентами практических навыков является использование в практикумах нового приборного оснащения и современной элементной базы квантовой электроники.

## Библиографические ссылки


1. *Фираго В. А.* Цифровая термография. Минск : БГУ, 2019.
2. *Манак И. С., Фираго В. А.* Системы полупроводниковой квантовой электроники – Минск: БГУ, 2007.
3. *Фираго В. А.* Контроль газового состава сред методами лазерной диодной и светодиодной абсорбционной спектроскопии / В. А. Фираго, И. С. Манак, В. Вуйцик. –Минск : Акад. Упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2006.
4. *Фираго В. А.* Системы телекоммуникаций : учебное пособие. Минск, БГУ, 2013.
5. Лазерный комплекс на основе импульсного лазера с диодной накачкой для научно-учебной работы студентов / О. Р. Людчик [и др.], // Материалы и структуры современной электроники: сб. науч. тр. VI Междунар. науч. конф., Минск, 8-9 окт. 2014 г. / редкол.: В. Б. Оджаев (отв. ред.) [и др.]. – Минск : БГУ, 2014. 268 с. –(Вузовская наука, пром-сть, междунар. сотрудничество). С. 248–250.
6. Monitoring of Laser Processing of Structural Materials Using Thermal Imaging and Spectral Technology / V. A. Firago [et al.] // Journal of Applied Spectroscopy. 2022, V. 89, № 4. P. 731-741.
7. Diffuse Reflectance Spectrophotometers Based on C12880MA and C11708MA Mini-Spectrometers Hamamatsu / V. A. Firago [et al.] // Devices and Methods of Measurements, 2022, Vol. 13, № 2.
8. Investigation of the Possibility of Using Microspectrometers Based on CMOS Photodiode Arrays in Small-Sized Devices for Optical Diagnostics / O. Hotra [et al.] // Sensors, 2022, Vol. 11, 4195.

# Концепция информационной системы для дистанционного углубленного образования с проверкой академической добросовестности

**А. О. Саханкова, К. Г. Чесюнайте, М. В. Лобанок**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: ChasiunaiteKG@bsu.by*

В работе рассматривается концепция информационной системы дистанционного обучения, предназначенной для школьников и студентов. Предлагаемая система объединяет возможности подготовки к вступительным экзаменам, профориентации и углубленного изучения дисциплин в удаленном формате. Особое внимание уделено алгоритмам обеспечения академической добросовестности (выявлению недобросовестного поведения), методам мотивации обучающихся, а также интеграции практических заданий. Проанализированы актуальные образовательные платформы, сформулированы требования к системе, предложены подходы к мотивации и контролю добросовестности обучения.

***Ключевые слова:*** дистанционное образование; информационно-коммуникационные технологии; академическая добросовестность.

# Concept of an information system for remote advanced education with academic integrity verification

**A. O. Sakhankova, K. G. Chesyunaite, M. V. Lobanok**

*Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: ChasiunaiteKG@bsu.by*

This paper examines the concept of a distance learning information system designed for schoolchildren and students. The proposed system integrates preparation for entrance exams, career guidance, and in-depth study of disciplines remotely. Particular attention is paid to algorithms for ensuring academic integrity (identifying dishonest behavior), methods for motivating students, and the integration of practical assignments. Current educational platforms are analyzed, system requirements are formulated, and approaches to motivation and monitoring of academic integrity are proposed.

***Keywords:*** Distance education; information and communication technologies; academic integrity.

## Введение

Дистанционные образовательные технологии получили стремительное развитие в последнее десятилетие, особенно в условиях пандемии, которая вынудила школы и вузы перейти на онлайн-формат обучения [1]. Современные интернет-инфраструктуры позволяют обеспечить проведение лекций и семинаров через видеоконференции, использование виртуальных сред для обучения [2]. Однако ряд задач – таких, как обеспечение практических навыков и контроль академической честности – остаются сложными при использовании дистанционного формата [3, 4]. Для подготовки абитуриентов и студентов технических специальностей важны не только теоретические знания, но и практический опыт, а также высокая мотивация и осознанный подход к обучению. Цель

данной работы – обосновать архитектуру информационной системы, которая объединяет платформу дистанционного обучения с функциями, а именно: подготовку к вступительным экзаменам; профориентационное тестирование; углубленное изучения предметов с помощью интерактивных курсов и удалённых лабораторных работ. Система должна предусматривать алгоритмы оценки добросовестности обучения – то есть инструменты обнаружения списывания, плагиата и читерства при онлайн-контроле знаний – а также средства мотивации пользователей к активному освоению материала.

## 1. Анализ существующих платформ дистанционного обучения

Существуют специализированные онлайн-школы и приложения, помогающие старшеклассникам подготовиться к вступительным экзаменам. Эти сервисы обычно предлагают структурированные курсы по предметам, сочетая видеоуроки, банки заданий и регулярное тестирование знаний. В настоящее время у школьников популярны коммерческие онлайн-школы, где занятия проходят в небольших группах или индивидуально, с регулярной проверкой домашних заданий и пробных экзаменов. Помимо коммерческих школ, существуют и бесплатные ресурсы предоставляющие видеоматериалы, справочные конспекты и онлайн-тесты для самостоятельной подготовки, а также онлайн-тренажеры, имитирующие формат экзамена. Общими чертами платформ подготовки к экзаменам являются: наличие куррикулума, покрывающего все темы экзамена; интерактивные тренажеры тестовых заданий с автоматической проверкой; периодическое проведение пробных экзаменов, приближенных к реальным; а также элементы персонализации – адаптивные планы обучения под слабые места конкретного ученика. Такие сервисы существенно облегчают структуру самостоятельной подготовки, обеспечивая последовательность изучения тем и регулярный контроль результатов. Анализ показывает, что несмотря на обилие возможностей для качественной подготовки, дальнейшее развитие требует усиления мер против списывания и повышения интерактивности практических.

Особенностей профориентационных платформ является использование психометрических опросников – стандартизированных инструментов для измерения психологических характеристик человека. Широко применяется методика Big Five (большая пятерка личностных черт) и тесты типа RIASEC, где по сочетанию характеристик подбираются подходящие карьерные направления. Результаты подобных тестов предоставляют пользователю представление о том, в каких областях он может добиться наибольшего удовлетворения и успеха. После платформа дает рекомендации: например, какие вузы или специальности рассмотреть, курсы для проработки сильных и слабых сторон  и т д.

В области физики и электроники заметную роль играют виртуальные лаборатории и симуляторы. Онлайн-симуляции (например, интерактивные модели PhET) позволяют безопасно экспериментировать с физическими явлениями – от механики до электрических цепей – и наблюдать эффекты при изменении параметров. Однако, как отмечают исследователи, полностью виртуальный опыт не заменяет реальных измерений и работы с реальным оборудованием [3, 4]. В ответ на вызовы пандемии появилось множество инициатив по созданию лабораторных наборов

для дома и удалённых лабораторных стендов. Например, компания Arduino разработала набор Arduino Science Kit и приложение Science Journal, которые позволяют учащимся проводить экспериментальные физические опыты дома с использованием датчиков – тем самым «оживляя» теоретические концепции и делая изучение физики наглядным и увлекательным [3, 4]. Аналогично, некоторые университеты рассылали студентам наборы с электроникой (микроконтроллеры, датчики, осциллографы на базе ПК) или организовывали удалённый доступ к лабораторному оборудованию. Так возникли гибридные решения: виртуально-реальные лаборатории, где часть эксперимента проводится в софт-среде, а часть – на реальном приборе.

Таким образом, актуальные платформы предоставляют богатые возможности для расширенного обучения. Однако ни одна из существующих систем в полной мере не объединяет все названные аспекты – от экзаменационных тренажеров до аппаратных лабораторий – в едином пространстве.

## 2. Требования к системе и методы мотивации учащихся

На основе рассмотренных областей можно определить ключевые требования к разрабатываемой системе. Она должна поддерживать два основных уровня пользователей: школьники старших классов (ориентированные на подготовку к экзаменам и поступлению, а также профориентацию) и студенты младших курсов бакалавриата (ориентированные на углубленное изучение предметов и практические навыки). С точки зрения функционала, система должна включать:

• Модуль подготовки к экзаменам, предоставляющий структурированные онлайн-курсы по ключевым предметам, банки тестовых заданий, таймеры и интерфейс эмуляции экзамена для тренировки стресс-менеджмента. В этом модуле важно обеспечить возможность проходить пробные экзамены по расписанию и получать детальный разбор ошибок.

• Модуль профориентации, где пользователь проходит психологические тесты (интересов, способностей) и получает интерактивный отчет с рекомендациями по профилям обучения и специальностям. Также должна быть база данных вузов и направлений, чтобы ученик мог изучить требования и перспективы разных специальностей на основе своих результатов тестов.

• Модуль углубленного обучения, содержащий каталог онлайн-курсов и проектов по физике, электронике, программированию. Здесь должны быть как теоретические курсы, так и практические задачи с автоматической проверкой. Курсы могут разбиваться на уровни: базовый, продвинутый, олимпиадный/исследовательский, чтобы удовлетворить разные группы учащихся.

• Модуль практических заданий с оборудованием – особенность системы, которая отличает ее от типичных LMS. Он должен позволять учащимся выполнять лабораторные работы и проекты с реальными микроконтроллерами/датчиками. Функционал включает загрузку задач, возможность отправки кода на устройство и получения обратной связи (данных с датчиков, результатов испытаний) через облако. Также этот модуль должен предусматривать инструктаж по технике безопасности, проверку правильности сборки схем (возможно, посредством контрольного списка или анализа показаний).

Одной из сложностей дистанционного обучения является поддержание мотивации учащихся. Для решения этой задачи в разрабатываемой системе предполагается использовать геймификацию и социально-психологические методы стимулирования. Геймификация предполагает внедрение игровых элементов: система достижений (баллы, бейджи, рейтинги), уровни и прогресс-бары, награды за регулярность занятий и успехи. Однако важно учитывать и риск снижения эффекта новизны со временем, поэтому геймифицированная система должна быть разнообразной и адаптивной. Можно реализовать, соревновательные элементы: еженедельные турниры по решению задач, рейтинги лучших участников по предметам. При этом следует поощрять внутреннюю мотивацию – например, выдавать значки не только за количество баллов, но и за проявленное упорство, креативность (решение нестандартных проектов).

Кроме геймификации, мотивацию усиливают социальные функции. Система должна поддерживать сообщества или группы по интересам (кружки по робототехнике, клуб любителей физики и т. п.), где учащиеся могут общаться, делиться достижениями, задавать вопросы экспертам. Наличие наставников или кураторов онлайн-курсов, дающих своевременную позитивную обратную связь, также существенно влияет на продолжение обучения.

Отдельно стоит упомянуть интеграцию результатов профориентации в мотивационную составляющую. После прохождения тестов на склонности система может предлагать пользователю персональные «миссии» – например, попробовать выполнить проект по программированию игры, если выявлена склонность к IT, или пройти мини-курс по электронике, если у него высокий реалистичный и исследовательский профиль по Холланду. Тем самым обучающийся видит связь между своими текущими занятиями и будущей карьерой, что является мощным фактором осмысленной мотивации.

### 3. Алгоритмы обеспечения академической добросовестности

Дистанционный формат обучения осложняет контроль за честностью выполнения заданий и тестов. Поэтому важной частью системы станут алгоритмы и технологические решения, направленные на выявление недобросовестного поведения (списывания, плагиата, использования посторонней помощи). Подход должен быть комплексным, сочетая превентивные меры, автоматическое обнаружение нарушений и создание условий, снижающих возможности для мошенничества.

В информационную образовательную систему следует заложить политику академической честности, донесенную до студентов (через обучающие модули о том, что считается нарушением и почему это плохо). Кроме того, задания должны проектироваться таким образом, чтобы уменьшить смысл списывания: например, генерировать персонализированные варианты задач (различные числовые данные, измененные формулировки) для каждого ученика, особенно в тестах. Практические и проектные задания лучше ориентировать на открытые ответы и решение уникальных задач, где простое копирование затруднительно. Также можно использовать *открытые вопросы*, требующие размышлений и применения знаний, вместо исключительно тестовых, чтобы стимулировать самостоятельную работу.

Для выявления рисков академической добросовестности можно использовать ряд взаимодополняющих алгоритмов: анализ паттернов поведения при тестировании, плагиат-детекторы для текстовых ответов и кода.

Анализ паттернов поведения при тестировании заключается в том, что система будет регистрировать телеметрию: время ответа на каждый вопрос, число переключений между вопросами, использование буфера обмена, частоту нажатий клавиш и пр. На основе этих данных обученные модели могут выявлять аномалии – например, слишком быстрое прохождение сложного теста или одинаковые ответные паттерны у разных студентов, что может свидетельствовать о подсмотре или согласованном действии.

При проверке эссе, ответов открытого типа или программного кода будет применяться автоматическая проверка на заимствования. Интеграция с существующими системами вроде Turnitin или специализированными сервисами для кода позволит выявлять случаи копирования чужих решений. Такой модуль необходим для обеспечения уникальности выполняемых проектных заданий.

Во время важных контрольных мероприятий может использоваться прокторинговая подсистема: видеонаблюдение через веб-камеру, запись экрана и звука, а также анализ этих данных алгоритмами компьютерного зрения. Современные решения умеют распознавать подозрительное поведение: присутствие посторонних лиц в кадре, уход студента из поля зрения, несанкционированное использование смартфона и т. п.

Помимо технических средств можно использовать методические. Например, банки заданий с широким охватом тем и случайной выборкой вопросов для каждого ученика снижают вероятность совпадения ответов. Временные ограничения и секвенирование тестов (когда нельзя вернуться к предыдущим вопросам) также усложняют обмен ответами. В практических задачах по программированию можно задействовать оригинальность заданий: требовать у студентов описания решений, скринкасты процесса разработки – это тоже стимулирует сделать самому. Интеграция с микроконтроллерами сама по себе повышает добросовестность: чтобы выполнить эксперимент, недостаточно найти ответ в интернете – нужно реально собрать схему и запустить код, что затрудняет обман без приобретения компетенций.

Таким образом, в работе рассмотрена концепция информационной системы дистанционного обучения, предназначенной для школьников и студентов, объединяющая возможности подготовки к вступительным экзаменам, профориентации и углубленного изучения дисциплин в удаленном формате. Показаны алгоритмы обеспечения академической, методы мотивации обучающихся.

### Библиографические ссылки


1. *Erdem B., Karabatak M.* Cheating Detection in Online Exams Using Deep Learning and Machine Learning // Appl. Sci. 2025, 15(1), 400.
2. *Ratinho E., Martins C.* The role of gamified learning strategies in student's motivation in high school and higher education: A systematic review. Heliyon. 2023. 9(8): e19033.
3. *Fernández-Pacheco A., Martin S.* Implementation of an Arduino Remote Laboratory with Raspberry Pi. // Proc. 2019 IEEE Global Engineering Education Conference (EDUCON), P. 1415–1418.
4. *Ruo Roch M., Martina M.* VirtLAB: A Low-Cost Platform for Electronics Lab Experiments. // Sensors. 2022. 22(13). P. 4840.

# Многофункциональный лабораторный комплекс для изучения встраиваемых систем при подготовке специалистов в области IoT-технологий

**Александр С. Семенович, Алексей С. Семенович, И. П. Стецко**

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,*
*e-mail: rct.semenoviAS1@bsu.by*

В работе рассматривается концепция применения разработанной авторами облачной аппаратно-программной платформы для обучения специалистов в области технологий Интернета вещей. Ключевой особенностью платформы является реализация парадигмы «sensor-to-cloud». Рассматриваемый подход позволит отслеживать весь жизненный цикл проектирования и создания распределенных контрольно-измерительных систем: от сбора и передачи первичных данных до их облачного хранения и обработки, что обеспечивает формирование глубоких и практических навыков по разработке сенсорных IoT-систем и применению современных информационных технологий.

***Ключевые слова:*** аппаратно-программная платформа; облачные технологии; сбор, передача и хранение измерительных данных; беспроводные сенсорные сети, информационные технологии.

# IoT Education: Design and implementation of a multifunctional laboratory facility for embedded systems training

**Alexander S. Semenovich, Alexey S. Semenovich, I. P. Stetsko**

*Belarusian Statel University, Minsk, Belarus, e-mail: rct.semenoviAS1@bsu.by*

The paper introduces a cloud-based hardware and software platform for training specialists in the field of Internet of Things technologies. The key feature of the platform is the implementation of the “sensor-to-cloud” paradigm.This approach covers the entire life cycle of designing and creating distributed control and measurement systems, from stage of data collection and transmission to storage and cloud processing routines. The platform helps develop practical skills in developing IoT sensor systems and using modern information technologies.

***Keywords*:** hardwarea and software platform; cloud technologies; acquisition, transmission, and storage of measurement data; information and communication technologies.

Современная система «датчик-облако» объединяет беспроводную сенсорную сеть и облачные вычисления, расширяя при этом возможности традиционных сетей в плане вычислений, хранения данных, оперативности связи и масштабируемости. Подобные системы используются во многих приложениях для сбора и обработки операционных данных – система «умный дом», управление дорожным движениям, мониторинг пациентов в здравоохранении, здоровье растений, деградация почвы и нехватка воды в сельском хозяйстве, мониторинг состояния конструкций и зданий.

Практико-ориентированное образование в области использования технологий Интернета вещей (IoT) и применения встраиваемых систем направлено на формирование у студентов инженерных специальностей актуальных знаний и практических

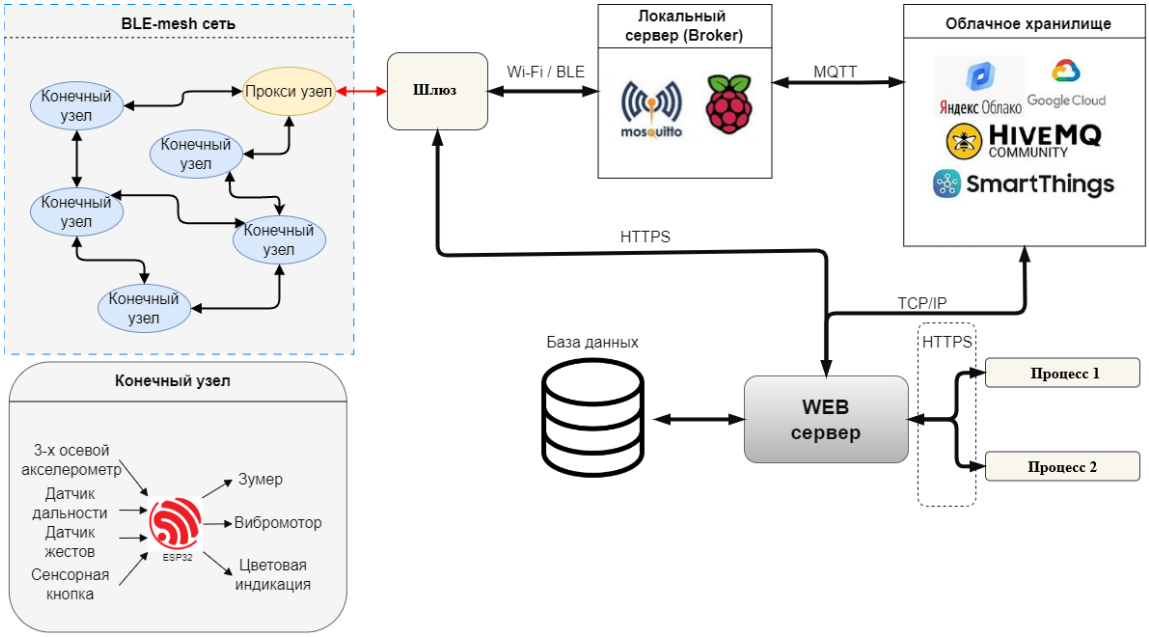
навыков в ключевых направлениях: цифровая и аналоговая обработка сигналов, программирование, сетевые взаимодействия и интеграция с облачными сервисами.

В работе рассматривается концепция адаптации, разработанной авторами облачной аппаратно-программной платформы [1], для использования в качестве универсального учебно-исследовательского комплекса, который будет отвечать ключевым требованиям цифровой трансформации современного образования с учетом требований индустриального сектора [3]. Практические занятия позволят студентам изучить и освоить современные программные и инженерные инструменты и технологии сенсорных сетей путем решения реальных контрольно-измерительных задач с использованием промышленных датчиков и облачных сервисов.

В частности, применение комплекса для создания беспроводных ячеистых сенсорных сетей, состоящих из большого количества автономных реконфигурируемых первичных датчиков, откроет новые возможности для практического освоения технологий IoT и формирования необходимых инженерных компетенций в области разработки измерительных систем, выбора необходимой облачной инфраструктуры, и анализа эффективности использования вычислительных мощностей и сетевых взаимодействий.

Аппаратной основой предлагаемого комплекса является автономный микропроцессорный узел, оснащённый набором встроенных сенсоров, стандартными цифровыми интерфейсами для подключения промышленных датчиков и модулей беспроводной связи (BLE, Wi-Fi, LoRa). Универсальная архитектура узла и гибкость протоколов связи обеспечивает простоту интегрируемости в различные образовательные программы – от базовых курсов по программированию микроконтроллеров до исследовательских проектов, связанных с интеллектуальными сенсорными системами и IoT-решениями для контроля, мониторинга и управления.

Структурная схема комплекса представлена на рисунке.




Многофункциональный учебно-исследовательский комплекс [1]

В состав комплекса входят: микропроцессорные сенсорные узлы; локальный сервер, функционирующий на базе MQTT-брокера, который обеспечивает синхронизацию сигналов от распределенных датчиков (узлов) и хронометрирование событий за счет применения алгоритмов IoT-технологии; облачное хранилище, которое в данной платформе выступает в роли связующего моста между WEB-сервером и облачными сервисами обработки данных.

Благодаря масштабируемости и открытости программно-аппаратной экосистемы, комплекс позволит студентам реализовывать широкий спектр лабораторных работ и экспериментов: от калибровки первичных датчиков до разработки облачных систем контроля и мониторинга. Конфигурируемая периферия и цифровые интерфейсы позволяет подключать промышленные датчики для отработки методик: синхронного сбора данных, калибровки датчиков; первичной обработки сигналов от сенсоров (компенсация шума и дрейфа показаний, анализ и фильтрации данных, применение алгоритмов цифровой обработки сигналов).

Использование модулей беспроводной связи Wi-Fi, BLE, LoRa позволит на практике осваивать стек протоколов TCP/IP, механизмы Quality of Service (QoS) и защищенные соединения (TLS/SSL) для протокола MQTT или отработки алгоритмов взаимодействий Mesh-сети (BLE Mesh, LoRaWAN) – реализовывать объединение нескольких терминальных узлов в распределённую сеть с гетерогенными сенсорными наборами для отработки методов агрегации, синхронизации и распределённой передачи данных, а также изучать влияние топологии сети на пропускную способность и латентность передачи [4].

Развивая концепцию современного практико-ориентированного образования с учетом цифровой трансформации и требований индустриального сектора, в лабораторном комплексе предусмотрена интеграция с прикладными шлюзами и платформами систем автоматизации промышленных процессов или «умного дома» – от локальных решений с открытым исходным кодом до коммерческих облачных экосистем. Этот функционал направлен на практическую отработку пользовательских сценариев «датчик-облако» с акцентом на конвертацию низкоуровневых протоколов (например, Zigbee/Z-Wave/, LoRaWAN), их интеграцию через локальный MQTT-брокер и последующий анализ итогового поведения контрольно-измерительной системы при переключении между облачными и локальными контроллерами. В ходе таких работ формируются практические навыки построения сенсорных сетей – от низкоуровневых радио-протоколов до прикладных сценариев автоматизации и API-интеграций.

В контексте архитектуры гетерогенных ячеистых сетей ключевым направлением экспериментальных исследований является практическая апробация алгоритмов шифрования и управления ключами доступа: поддержка аутентифицированных режимов AES-CCM/AES-GCM для протоколов на базе 802.15.4, применение DTLS или OSCORE для защиты CoAP и TLS для MQTT, а также изучение моделей распределения ключей (доверенная сопряжение устройств). Отдельно отрабатываются механизмы защиты от атак повторного воспроизведения и MITM (детерминированные счётчики, метки времени, уникальные IV/nonce и политики ротации ключей) с последующей верификацией процедур восстановления узла после выхода из кла-

стера. Комплексный набор экспериментов позволяет всесторонне оценить компромиссы между безопасностью, надёжностью и ресурсными ограничениями в условиях лабораторного комплекса.

В качестве управляющего модуля узла комплекса используется система на кристалле (SoC) ESP32, включающая двухъядерный 32-разрядный процессор Tensilica Xtensa LX6 с тактовой частотой до 240 МГц и 520 КБ встроенной памяти SRAM. Функциональность микропроцессорного узла обеспечивается интегрированным сенсорным блоком, который позволяет обеспечивать физические измерения и взаимодействие с низкоуровневыми интерфейсами I²C, SPI и UART, RS-485.

Сенсорный блок включает в себя:

— VL53L0X — лазерный датчик расстояния с технологией Time-of-Flight, обеспечивающий бесконтактные измерения дистанции;

— MPU6050 — инерциальный модуль с трёхосевым акселерометром и гироскопом, оснащённый интегрированным (DMP) для вычисления углов ориентации и линейного ускорения в реальном времени;

— APDS-9960 — оптический сенсор для регистрации уровня освещённости, приближения и жестов;

— TP223-BA6 — ёмкостный сенсор, демонстрирующий принципы сенсорного ввода и тактильного взаимодействия;

— INA226 — высокоточный цифровой монитор мощности, контролирующий напряжение, ток и потребляемую мощность встроенного аккумулятора, позволяя отслеживать энергетические показатели узла в реальном времени.

Таким образом, в работе представлена универсальная архитектура лабораторного учебно-исследовательского комплекса, предназначенного для практико-ориентированного изучения современных технологий IoT. Использование реального аппаратного обеспечения и облачных сервисов для сбора и обработки данных сенсорной сети, в отличие от виртуальных симуляторов, обеспечивает методологическую базу для получения инженерных компетенции в области разработки измерительных систем, построения необходимой облачной инфраструктуры, эффективного использования вычислительные мощностей и сетевых взаимодействий.

### Библиографические ссылки


1. *Семенович А. С.* Реконфигурируемая аппаратно-программная платформа для сдачи нормативов комплекса ГТО / А. С. Семенович, С. Н. Семенович, И. П. Стецко // Сборник научных работ Компьютерные технологии и анализ данных (CTDA’2024). 2024. С. 137–140.
2. *Kumar P. S.* Low-Power IoT Prototyping with ESP32: Educational Applications / P. S. Kumar, A. Jain, L. Torres // IEEE Access. Vol. 12. P. 14537–14545.
3. *Novak D., Petrov M.* Sensor-to-Cloud Frameworks in Engineering Education // Computers & Education. 2023. Vol. 201. P. 104794.
4. *Singh M. K., Gupta A.* Wireless Mesh Architectures for Distributed IoT Systems // IEEE Internet of Things Journal. 2024. Vol. 11, No. 8. P. 15524–15536.
5. *Kumar P. S.* Low-Power IoT Prototyping with ESP32: Educational Applications / P. S.Kumar, A. Jain, L. Torres // IEEE Access. 2024. 12:14537–14545.

# Авторский указатель


Абраменко Е.В. – 346
Авласевич Н.Т. – 53
Агашков А.В. – 67
Адамович В.Ю. – 530
Акрестина А.С. – 125
Алтухов Ю.А. – 48
Ананич Т.С. – 150, 454, 487, 501, 506, 511
Ануфрик С.С. – 77, 188, 193, 387
Апанасевич С.П. – 351
Арабей С.М. – 130, 145
Артеев Д.С. – 216
Артыкова Г.Д. – 72
Асадов Э.Г. – 170
Асеев В.А. – 331
Афоненко А.А. – 237, 241, 251, 253
Афоненко Ан.А. – 253

Балухо И.Н. – 370, 374, 378, 530
Балыкин И.В. – 44, 459
Баран Л.В. – 175
Баранова В.С. – 439
Батай Л.Е. – 82, 104, 109
Бахарь М.А. – 426
Баярцэнгэл Д. – 104
Бейтюк Ю.Р. – 53
Белько Н.В. – 497
Бельков М.В. – 145, 170, 336
Белянова Е.Ю. – 329
Блохин А.П. – 135
Блоцкая Д.С. – 35, 63
Богданова А.В. – 497
Болдин Г.А. – 89
Борздов А.В. – 270
Борздов В.М. – 270
Бровко Т.Н. – 511
Будевич А.И. – 511
Буклага М.Д. – 317
Бурделёв О.С. – 476
Бушук С.Б. – 521

Вальшин А.М. – 89
Варанецкий А.М. – 39
Васильев С.В. – 193, 396
Вишневская Е.В. – 539
Водчиц А.И. – 82, 89, 94, 99
Войнилович А.Г. – 216
Воропай Е.С. – 202, 356, 366, 401, 406
Вырко С.А. – 197

Гаель М.Д. – 229
Гайда Л.С. – 183
Гайдук П.И. – 256
Гончаров В.К. – 392
Грабчиков А.С. – 104, 109
Гридчин В.О. – 221
Гринев В.В. – 443, 448
Гринько С.С. – 534
Гришин М.Я. – 82, 89, 94, 99
Громыко И.Ю. – 306
Гузатов Д.В. – 183
Гуралюк К.М. – 293
Гусаков Г.А. – 421, 464

Даваасамбуу Ж. – 104
Давыдовская В.В. – 35
Демидович С.А. – 256
Долгирев В.О. – 48
Дубинов А.А. – 249, 253
Дубовик В.А. – 539
Дудинова О.Н. – 150, 501, 506
Дудчик Н.В. – 487
Дудчик Ю.И. – 370, 374, 378, 530
Дынич Р.А. – 179
Дьяченко В.А. – 411

Емельянова О.А. – 487
Ермалицкая К.Ф. – 401, 406

Жевняк О.Г. – 266, 526
Железнякова Т.А. – 44, 459
Жуков А.Е. – 216, 221
Жукова М.Н. – 530

Заварин Е.Е. – 216
Зажогин А.П. – 406, 469
Зайков В.А. – 411
Замковец А.Д. – 175, 179
Зеков П.Е. – 226
Зеленко А.В. – 416
Зноско К.Ф. – 211

Ибрагимова Т.Ш. – 170
Иванов К.А. – 216
Иванович В.Д. – 244
Ильин А.Ю. – 86, 160
Ильинская Н.Д. – 216

Кабанов В.В. – 30
Каваленя А.А. – 297
Кадола Е.В. – 251
Казимова Ф.А. – 170
Катаркевич В.М. – 150, 206, 487, 501, 511
Кацалап К.Ю. – 336
Килин С.Я. – 116, 516
Кирсанов А.А. – 356
Кисель О.В. – 432
Кистенева М.Г. – 125
Кнюкшто В.Н. – 150
Ковалев В.М. – 259
Коваленко И.П. – 459
Ковтун-Кужель В.А. – 317
Козлов В.Л. – 426, 429, 432
Козодоев С.В. – 256
Колесников И.Е. – 325
Колмаков А.А. – 125
Колобкова Е.В. – 351
Колодочка П.С. – 331, 336, 351
Кольчевский Н.Н. – 370, 374, 378, 530
Комаров С.Д. – 216
Комаров Ф.Ф. – 278, 411
Комов Э.В. – 125
Константинов С.В. – 411
Королик О.В. – 421
Королько Д.А. – 325, 351
Корольков М.В. – 140
Корякин С.В. – 421
Красноперов Н.Н. – 401, 406
Крученок Ю.В. – 501, 506
Крыжановская Н.В. – 216, 221
Кугейко М.М. – 306, 311
Кузьмицкая А.С. – 175
Кулагова Т.А. – 497
Кулак Г.В. – 39, 63
Куликовская П.А. – 351, 521
Курстак В.Ю. – 77
Курьян Н.Н. – 188, 193, 387

Лабода Н.В. – 356, 464
Лахмицкий Н.В. – 516
Лебедевский А.В. – 485, 544
Лепешкевич С.В. – 155, 492
Леусенко И.А. – 454, 487, 501, 506, 511
Лешкевич В.В. – 234
Лисенкова А.М. – 474
Лискович А.А. – 361, 382
Лобанок М.В. – 534, 539, 551
Луговский А.А. – 464
Луценко Е.В. – 170, 216, 221, 237
Лысенко И.И. – 120
Людчик О.Р. – 534, 539, 546
Ляликов А.М. – 53

Макаревич А.В. – 63
Малевич В.Л. – 244
Мальтанова А.М. – 497
Малютина-Бронская В.В. – 175
Марков Л.К. – 216
Мартынова М.А. – 346
Масютин Д.А. – 216
Матвеенко В.В. – 15
Матук Е.В. – 183
Матюхин А.Б. – 241
Махов И.С. – 221
Мельников С.А. – 273, 301
Мельникова Е.А. – 58
Мельниченко И.А. – 221
Ментуз С.А. – 374, 378
Мерзликин Б.С. – 113
Микулич А.В. – 150, 454, 487, 501, 506, 511
Милто А.Ю. – 329
Мискевич С.А. – 278
Мищенко В.Н. – 262
Могильный В.В. – 58
Моисеев Э.И. – 216, 221
Муравицкая Е.В. – 170
Мусафиров Э.В. – 183

Навныко В.Н. – 63
Нагалюк С.С. – 421
Нагорный Р.К. – 454, 487, 501, 506
Наливайко О.Ю. – 283
Негриенко А.О. – 30
Нестерова Е.Ю. – 411
Нехайчик А.А. – 130
Нечипуренко Н.И. – 469

Низовцев А.П. – 116
Николаев А.Е. – 216
Новиков Н.С. – 72, 82, 94
Новицкий Д.В. – 3, 12

Омелюсик И.Ю. – 366
Онербилэг Д. – 104
Орёл Н.М. – 474
Орехова Н.А. – 346
Орлович В.А. – 72, 82, 89, 94, 99, 104

Павич Т.А. – 86, 160, 165
Павловский В.Н. – 170
Панарин А.Ю. – 86
Пархоц М.В. – 155, 492
Патапович М.П. – 329
Пахоменко Р.А. – 202
Пашковская И.Д. – 469
Першин С.М. – 82, 89, 94, 99
Першукевич П.П. – 145, 170
Петлицкий А.Н. – 273, 301
Пивоварова А.А. – 216
Пилипенко В.А. – 273, 301
Пилипович А.С. – 120, 135
Плавская Л.Г. – 150, 454, 487, 501, 506, 511
Плавский В.Ю. – 150, 454, 487, 501, 506, 511
Поведайло В.А. – 120
Поздняков Д.В. – 270
Позняк С.К. – 497
Поклонский Н.А. – 197
Поляков А.В. – 293, 297
Понкратов Д.В. – 301
Попруженко А.В. – 429
Привалов В.Е. – 320
Прокопенко Н.Д. – 454, 487, 501, 506
Прокопенко Т.А. – 469
Проскуряков Д.А. – 48
Пузырев М.В. – 392
Пухтеев А.О. – 346
Пучковский И.Н. – 521

Радчикова В.С. – 251
Радько А.Е. – 356, 366
Растрыгин Д.С. – 48
Раткевич С.В. – 197
Ридико Л.И. – 516
Романенко А.А. – 160
Ропот П.И. – 39
Рудницкий К.В. – 283
Русак А.А. – 72
Рыжевич А.А. – 44, 459
Рычихина Е.Д. – 145

Савчук А.А. – 331
Сазанович И.В. – 492
Самородов А.П. – 317
Самцов М.П. – 356, 464, 497
Сапсалев С.А. – 511
Сарнацкий Д.Д. – 443, 448
Сат Паинг Тун – 439
Сафонов Е.В. – 481
Саханкова А.О. – 551
Сахаров А.В. – 216
Свистун А.Ч. – 183
Семенович Александр С. – 560
Семенович Алексей С. – 560
Сердюк В.М. – 20
Ситкевич А.Л. – 396
Славинский С.Г. – 481, 485
Слодинская В.М. – 485
Слонская С.В. – 130
Смирнова И.П. – 216
Смоляков А.А. – 497
Снегирев А.В. – 259
Собчук А.Н. – 150, 454, 487, 501, 506, 511
Сотская Л.И. – 301
Сотский А.Б. – 273, 301
Спиридонов А.А. – 439
Старухин А.С. – 86, 160, 165
Стаськов Н.И. – 273, 301
Стецик В.М. – 226, 229, 234, 546
Стецко И. П. – 560
Стужин П.А. – 145
Сягло А.И. – 197

Таболич А.А. – 170
Тагиев О.Б. – 170
Тарасов Д.С. – 356, 464, 497
Тарасюк Е.В. – 35
Тарасюк Н.П. – 237
Тарковский В.В. – 188
Терехов С.Н. – 86
Тимощенко Е.В. – 25

Тихомиров С.А. – 120, 135
Тозик Л.А. – 39
Толстик А.Л. – 58
Траскевич К.Д. – 72, 82, 99
Третьякова А.И. – 150, 454, 487, 501, 506, 511
Трусевич Л.А. – 306
Трухин В.Н. – 244
Туркин В.А. – 320

Унурбилэг Дармаа – 72
Урманов Б.Д. – 170
Ушаков Д.В. – 249

Фань Ф. – 120
Фатыхова С.А. – 497
Федорова А.В. – 35
Филимоненко Д.С. – 116
Филиппова Е.О. – 113
Фираго В.А. – 476, 481, 485, 546
Фоминых Н.А. – 221
Фролов И.Ю. – 175

Хабибуллин Р.А. – 249, 253
Хацук Д.В. – 317
Ходасевич И.А. – 72, 82, 89, 94, 99, 351
Ходасевич М.А. – 325, 331, 336, 351, 521

Цацульников А.Ф. – 216
Цоохуу Х. – 104

Чесюнайте К.Г. – 551
Чижевский В.Н. – 516
Чубаров Д.М. – 48

Шабуня П.С. – 497
Шавель С.С. – 521
Шамплет А.В. – 283
Шандаров С.М. – 63, 125
Шарангович С.Н. – 48
Шарко С.А. – 421
Шаронов Г.В. – 421
Шашков Е.В. – 89
Шевченко К.А. – 356
Шеманин В.Г. – 320
Шерба У.К. – 401
Шершень В.С. – 165
Шестовский Д.В. – 301
Шилов А.В. – 273, 301
Шманай В.В. – 120
Шмитько А.Л. – 454, 487, 511
Штырёв Д.И. – 58
Шугабаев Т.М. – 221
Шуленкова В.А. – 193

Щерба У.К. – 406
Щуко А.В. – 329

Энтин М.В. – 259

Ювченко В.Н. – 278
Юревич В.А. – 25
Юревич Ю.В. – 25

Яблонский Г.П. – 170
Якимчук С.В. – 454, 487, 501, 506, 511
Януть Н.В. – 511
Яцков Н.Н. – 443, 448

Blizniuk L. – 341
Cai Yu. – 155
Chizhevsky V.N. – 288
Gao Runchen – 435
Kurochkin Yu. – 341
Naumenko A. – 341
Pham Hong Minh – 135
Phung Viet Tiep – 135
Samoilenka M.D. – 288
Spiridonov A.A. – 435
Starovoitov V.S. – 288