



ЖУРНАЛ
БЕЛОРУССКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ФИЗИКА

JOURNAL
OF THE BELARUSIAN STATE UNIVERSITY

PHYSICS

Издается с января 1969 г.
(до 2017 г. – под названием «Вестник БГУ.
Серия 1, Физика. Математика. Информатика»)

Выходит три раза в год

3

2020

МИНСК
БГУ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

- Главный редактор** АНИЩИК В. М. – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры физики твердого тела физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
E-mail: anishchik@bsu.by
- Заместитель главного редактора** ВОРОПАЙ Е. С. – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
E-mail: voropay@bsu.by
- Ответственный секретарь** КАБАНОВА О. С. – кандидат физико-математических наук; научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики и спектроскопии кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
E-mail: kabanovaos@bsu.by
- Бондаренко Г. Г.** Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики», Москва, Россия.
- Воеводин В. Н.** Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий Национальной академии наук Украины, Харьков, Украина.
- Жуковский П. В.** Люблинский технический университет, Люблин, Польша.
- Кислицын С. Б.** Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алма-Ата, Казахстан.
- Козлов С. А.** Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия.
- Кучинский П. В.** НИУ «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
- Максименко С. А.** НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
- Малый С. В.** Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.
- Маскевич С. А.** Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
- Машлан М.** Оломоуцкий университет им. Палацкого, Оломоуц, Чехия.
- Патрин А. А.** Кошалинский технический университет, Кошалин, Польша.
- Погребняк А. Д.** Сумский государственный университет, Сумы, Украина.
- Ремнев Г. Е.** Томский политехнический университет, Томск, Россия.
- Толстик А. Л.** Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.
- Туроверов К. К.** Институт цитологии Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.
- Чалов В. Н.** Имперский колледж Лондона, Лондон, Великобритания.
- Шандаров С. М.** Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия.
- Хайнцманн Р.** Институт физической химии Йенского университета, Йена, Германия.

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

- Ануфрик С. С.** Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь.
- Гусев О. К.** Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.
- Казак Н. С.** Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.
- Килин С. Я.** Национальная академия наук Беларуси, Минск, Беларусь.
- Кононов В. А.** СП «ЛОТИС ТИИ», Минск, Беларусь.
- Маляревич А. М.** Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.
- Пенязьков О. Г.** Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.
- Пилипенко В. А.** Государственный центр «Белмикросистемы» филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл» – управляющей компании холдинга «Интеграл», Минск, Беларусь.
- Плетюхов В. А.** Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина, Брест, Беларусь.
- Семченко И. В.** Гомельский государственный университет им. Франциска Скорины, Гомель, Беларусь.
- Федосюк В. М.** ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь.
- Шкадаревич А. П.** Научно-производственное унитарное предприятие «Научно-технический центр “ЛЭМТ” БелОМО», Минск, Беларусь.

EDITORIAL BOARD

- Editor-in-chief** **ANISHCHIK V. M.**, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of solid-state physics, faculty of physics, Belarusian State University, Minsk, Belarus.
E-mail: anishchik@bsu.by
- Deputy editor-in-chief** **VOROPAY E. S.**, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics, Belarusian State University, Minsk, Belarus.
E-mail: voropay@bsu.by
- Executive secretary** **KABANOVA O. S.**, PhD (physics and mathematics); researcher at the laboratory of nonlinear optics and spectroscopy, department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics, Belarusian State University, Minsk, Belarus.
E-mail: kabanovaos@bsu.by
- Bondarenko G. G.** Moscow Institute of Electronics and Mathematics of the National Research University «Higher School of Economics», Moscow, Russia.
- Voevodin V. N.** Institute of Solid State Physics, Materials Science and Technologies, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.
- Zhukowski P. V.** Lublin University of Technology, Lublin, Poland.
- Kislitsin S. B.** Institute of Nuclear Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan.
- Kozlov S. A.** Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia.
- Kuchinski P. V.** A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
- Maksimenko S. A.** Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
- Maly S. V.** Belarusian State University, Minsk, Belarus.
- Maskevich S. A.** International Sakharov Environmental Institute of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
- Maslan M.** Palacký University, Olomouc, Czech Republic.
- Patryn A. A.** Politechnika Koszalińska, Koszalin, Poland.
- Pogrebnjak A. D.** Sumy State University, Sumy, Ukraine.
- Remnev G. E.** Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia.
- Tolstik A. L.** Belarusian State University, Minsk, Belarus.
- Turoverov K. K.** Institute of Cytology, Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia.
- Chalov V. N.** Imperial College London, London, United Kingdom.
- Shandarov S. M.** Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia.
- Heintzmann R.** Institute of Physical Chemistry of the Jena University, Jena, Germany.

EDITORIAL COUNCIL

- Anufrik S. S.** Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus.
- Gusev O. K.** Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus.
- Kazak N. S.** B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
- Kilin S. Y.** National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
- Kononov V. A.** «LOTIS TII», Minsk, Belarus.
- Malyarevich A. M.** Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus.
- Penyazkov O. G.** A. V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
- Pilipenko V. A.** «Integral» – Holding Management Company, Minsk, Belarus.
- Pletyukhov V. A.** Brest State University named after A. S. Pushkin, Brest, Belarus.
- Semchenko I. V.** Francisk Skorina Gomel State University, Gomel, Belarus.
- Fedosyuk V. M.** SSPA «Scientific and Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus», Minsk, Belarus.
- Shkadarevich A. P.** Unitary Enterprise «STC “LEMT” of the BelOMO», Minsk, Belarus.

УДК 528.88

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ АТМОСФЕРЫ МЕГАПОЛИСОВ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОЙ СЪЕМКИ

Л. В. КАТКОВСКИЙ^{1), 2)}

¹⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

²⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

В настоящее время загрязнение атмосферы является одной из самых серьезных проблем экологии. Для контроля за состоянием воздуха применяются методы забора проб на стационарных и автоматических станциях, лидарные наземные измерения и спутниковый мониторинг. В Беларуси контроль за состоянием атмосферы проводится на 66 стационарных станциях Национальной системы мониторинга окружающей среды Республики Беларусь. Основными недостатками метода забора проб на станциях являются его локализованность и неоперативность. Реализованный в работе метод позволяет преодолеть эти недостатки. Оценки загрязнения атмосферы мегаполисов в единицах предельно допустимых концентраций (ПДК) осуществляются по зарегистрированным из космоса спектру отражения территории и ее изображению в красной области видимого диапазона. На основании данных спутников EO-1, Landsat, Sentinel-2 и проведенных расчетов получены интегральные уровни загрязнения (в ПДК) над Минском в 2015 и 2016 гг. Усредненные за квартал расчетные величины загрязнения сравнивались со значениями из ежегодника состояния атмосферного воздуха Национальной системы мониторинга окружающей среды Республики Беларусь. Метод показал хорошее соответствие данных. Однако условия применения и точность указанного метода требуют проведения дальнейших исследований и оценок. В работе проанализированы его достоинства и недостатки, а также намечены пути преодоления выявленных недочетов.

Ключевые слова: дистанционное зондирование; спектр отражения; сдвиг спектра; поглощение; мультиспектральное изображение; красный канал; индекс загрязнения атмосферы; предельно допустимая концентрация (ПДК).

Благодарность. Автор выражает благодарность Д. В. Бондарь за поиск снимков и помощь в проведении расчетов.

Образец цитирования:

Катковский ЛВ. Определение загрязнения атмосферы мегаполисов по данным космической съемки. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:4–16. <https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-4-16>

For citation:

Katkovsky LV. Determination of atmospheric pollution of megapolis by space data. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:4–16. Russian. <https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-4-16>

Автор:

Леонид Владимирович Катковский – доктор физико-математических наук, доцент; заведующий лабораторией дистанционной фотометрии отдела аэрокосмических исследований¹⁾, профессор кафедры физики и аэрокосмических технологий факультета радиофизики и компьютерных технологий²⁾.

Author:

Leonid V. Katkovsky, doctor of science (physics and mathematics), docent; head of the laboratory of remote photometry, department of aerospace studies^a, and professor at the department of physics and aerospace technologies, faculty of radiophysics and computer technologies^b.
katkovskyl@bsu.by

DETERMINATION OF ATMOSPHERIC POLLUTION
OF MEGAPOLIS BY SPACE DATAL. V. KATKOVSKY^{a, b}^a*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems,**Belarusian State University, 7 Kurčatava Street, Minsk 220045, Belarus*^b*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*

At present, air pollution is one of the most serious environmental problems. To monitor the air condition, sampling methods are used at stationary and automatic stations, lidar ground measurements and satellite monitoring. In Belarus, the atmosphere is monitored at 66 stationary stations of the National Environmental Monitoring System of the Republic of Belarus. The main disadvantage of the sampling method at stations is its localization and inoperability. The method implemented in the work overcomes these shortcomings. Estimates of the atmospheric pollution of megacities in units of maximum permissible concentrations (MPC) are carried out using the space reflection spectrum and the image in red region of the visible spectrum. Using data from the EO-1, Landsat, Sentinel-2 satellites, as well as calculations, the integral pollution levels (in MPC) over the city of Minsk were obtained in 2015 and 2016. Estimated pollution values averaged over the quarter were compared with data from the annual of the status of atmospheric air of the National Environmental Monitoring System of the Republic of Belarus. The method showed good agreement between the data. However, the conditions of application and the accuracy of this method require further research and evaluation, the advantages and disadvantages of the method are analyzed in the work, and ways to overcome the identified shortcomings are outlined.

Keywords: remote sensing; reflection spectrum; spectrum shift; absorption; multispectral image; red channel; atmospheric pollution index; maximum permissible concentration (MPC).

Acknowledgements. The author is grateful to D. V. Bondar for the search of images and assistance in the calculations.

Введение

Важнейшей задачей при решении проблемы загрязнения атмосферы является непрерывный мониторинг ее состояния. Известно несколько сотен веществ, загрязняющих атмосферный воздух. Сюда относятся различные газы (такие как диоксиды углерода и серы, оксид азота и т. д.), взвешенные частицы (аэрозоли, сажа, пыль), органические соединения. Поэтому один из возможных подходов к оценке загрязнения – это оценка суммарного загрязнения по всем веществам.

В приземном слое атмосферы толщиной 1–2 км создаются особые условия динамического режима, происходит интенсивный обмен с поверхностью энергией и веществом. В мегаполисах это приводит к возникновению шапки загрязнений над городом. Безветренная погода усиливает концентрацию атмосферных аэрозолей, состоящих в основном из пылевых и сажевых частиц. Кроме того, высокое содержание частиц пыли, сажи увеличивает поглощение солнечной радиации в приземном слое атмосферы, что ведет к росту приземной температуры. Таким образом, мощная шапка загрязнений в приземном слое атмосферы, повышенная температура воздуха у поверхности в летнее время и возникновение смога в результате фотохимических реакций создают неблагоприятные условия для здоровья населения. Поэтому в городах с интенсивной и постоянно присутствующей шапкой загрязнений наблюдается увеличение заболеваемости органов дыхания и глаз, сердечно-сосудистой системы, отмечаются разного рода аллергические реакции [1; 2]. Своевременное выявление опасных тенденций и случаев загрязнения преимущественно продуктами техногенного происхождения и раннее предупреждение об угрозах экологической безопасности являются актуальной задачей, особенно для больших городов.

В рамках дистанционных оптических методов исследований существуют два способа получения информации об атмосфере Земли: 1) активное зондирование лазерными системами (лидарами), наземное и из космоса; 2) пассивное спектральное зондирование (наземные спектры рассеянного излучения Солнца, спектры и мультиспектральные изображения, регистрируемые из космоса). Активные методы зондирования применяются в основном на станциях дистанционного мониторинга атмосферных примесей (EARLINET, CIS-LiNet, GALION и др.), тогда как пассивные методы реализуются и на станциях (AERONET), и из космоса – на спутниках NASA (*the National Aeronautics and Space Administration*), ESA (*the European Space Agency*), национальных космических агентств Германии, Японии, России (Роскосмос) и других стран. Спектры и спектрозональные снимки, полученные с борта Международной космической станции (МКС), снимки Белорусского космического аппарата (БКА) при соответствующей обработке также могут использоваться для оценки загрязнений атмосферы (через оптические толщины) [3–6].

Среди антропогенных источников загрязнения атмосферного воздуха наиболее агрессивными являются выхлопные газы автомобильного транспорта, ядерное топливо, пожары, выбросы промышленных предприятий, электроэнергетическая и сельскохозяйственная отрасли.

Очевидна большая необходимость в непрерывном мониторинге концентрации загрязняющих веществ и решении задач, связанных с усовершенствованием вышеуказанных методов, развитием их точности и скорости обработки данных.

Метод дистанционного определения загрязнений по спутниковым данным

Сущность используемого метода, предложенного в работе [7], заключается в дистанционном измерении спектра (например, СПЭЯ) солнечного излучения, дважды прошедшего через атмосферу (уходящего через верхнюю границу атмосферы). По измеренному спектру определяют средневзвешенное значение длины волны и интегральной по спектру энергии излучения, отраженного подстилающей поверхностью и атмосферой, а затем рассчитывают интегральный уровень загрязнения в единицах предельно допустимых концентраций (ПДК) по соответствующей регрессионной зависимости. Одновременно с измерением спектра получают спутниковое изображение той же области поверхности Земли в красном канале 570–670 нм, для которого строится гистограмма распределения пикселей по яркости. Средневзвешенное значение яркости в канале отождествляется с рассчитанной по спектру величиной суммарного загрязнения, а все значения яркости (для каждого пикселя изображения) пересчитываются в ПДК по обратной пропорциональной зависимости. При этом абсолютное распределение загрязнения по площади снимка представляется в виде распределения Рэлея с полученными в ходе реализации метода расчетными характеристиками. Преимуществом данного метода мониторинга является возможность постоянного контроля за большими промышленными территориями.

Физическая основа метода заключается в смещении положения спектра на шкале длин волн и поглощении энергии падающего солнечного излучения видимого диапазона при двукратном прохождении через атмосферу (после отражения от подстилающей поверхности) за счет процессов переизлучения, рассеяния и поглощения загрязнителями атмосферы (молекулами парниковых газов и аэрозолей). Указанные величины спектрального смещения и поглощения излучения непосредственно связываются с суммарной концентрацией веществ, загрязняющих атмосферу [7].

При всех видах возможного взаимодействия солнечного излучения с молекулами загрязнителей, таких как поглощение, рассеяние, флуоресцентное переизлучение, комбинационное рассеяние, интегральный эффект состоит в смещении спектра видимого диапазона в длинноволновую область (табл. 1).

Таблица 1

Сдвиг в спектре излучения, вносимый молекулами атмосферных загрязнителей для длины волны 337,1 нм

Table 1

The emission spectrum shift due to molecules of atmospheric pollutants at a wavelength of 337.1 nm

Вещество-загрязнитель	Длина волны рассеянного излучения, нм	Абсолютная величина смещения, нм
NO ₂	345,7	8,6
SO ₂	350,8	13,7
CO ₂	352,5	15,4
NH ₃	378,8	42,7
C ₂ H ₂	380,3	43,2
H ₂ S	369,0	32,0
CO	363,9	16,8
NO	365,9	18,8
H ₂ O	384,4	47,3

В результате комбинационного рассеяния солнечного света происходит перераспределение энергии между спектральными составляющими видимого диапазона, а регистрируемое спектральное изображение

антропогенно загрязненных участков приобретает преимущественно красноватый или темно-вишневый оттенок. Кроме того, в случаях мощных антропогенных дымок органического и фотохимического происхождения имеет место дополнительное интенсивное поглощение в области красного и ближнего инфракрасного диапазонов спектра.

Таким образом, визуальными признаками загрязненных участков атмосферы при спектральной съемке из космоса являются оранжево-красное смещение спектра рассеянного излучения и темно-вишневый оттенок областей интенсивного поглощения. Очевидно, что чем больше смещение спектра и поглощение энергии падающего светового потока, тем больше загрязнение атмосферы.

Для оценки степени загрязненности атмосферы в настоящее время используется индекс загрязнения атмосферы (ИЗА) [8]. При расчете данного параметра делается предположение, что при значениях на уровне ПДК все загрязняющие вещества одинаково влияют на состояние окружающей среды, а при увеличении концентрации степень воздействия различных загрязнителей возрастает с разной скоростью, зависящей от класса опасности. При этом может проводиться расчет двух индексов загрязнения – ИЗА по отдельно взятому загрязнителю и суммарного, или интегрального, ИЗА, предоставляющего информацию о загрязнении суммой веществ.

Расчет ИЗА для каждого вещества (q_i) проводится по формуле

$$q_i = \left(\frac{m_{\text{ср},i}}{\text{ПДК}_{\text{ср},i}} \right) K_i,$$

где $m_{\text{ср},i}$ – среднегодовая (или среднемесячная) концентрация i -го вещества, $\text{мг}/\text{м}^3$; $\text{ПДК}_{\text{ср},i}$ – его среднесуточная ПДК, установленная согласно ГОСТу, $\text{мг}/\text{м}^3$; K_i – безразмерный фиксированный для каждого вещества коэффициент, обозначающий отношение степени загрязнения атмосферы исследуемым веществом к степени загрязнения диоксидом серы и равный 0,85; 1,0; 1,3; 1,5 для 4, 3, 2, 1-го классов опасности соответственно.

Для расчета загрязненности атмосферы суммой из N веществ используется интегральный ИЗА (q_{Σ}), вычисляемый как

$$q_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N \left[\frac{m_{\text{ср},i}}{\text{ПДК}_{\text{ср},i}} \right] K_i,$$

где $m_{\text{ср},i}$ – среднесуточная концентрация i -го вещества, $\text{мг}/\text{м}^3$. Полученная величина ИЗА показывает, во сколько раз измеренная суммарная концентрация веществ в атмосфере больше допустимого значения. При этом расчет обычно ведется для пяти составляющих, т. е. пяти веществ, которые вносят основной вклад в загрязненность атмосферы, при условии $q_1 > q_2 > q_3 > q_4 > q_5$.

Для оценки смещения спектра солнечного излучения после прохождения через загрязненную атмосферу (в основном за счет комбинационного рассеяния) вводится понятие средневзвешенной длины волны ($\lambda_{\text{ср}}$) [9] видимого диапазона спектра:

$$\lambda_{\text{ср}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda I_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} d\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^n \lambda_i I_{\lambda_i}}{\sum_{i=1}^n I_{\lambda_i}}, \quad (1)$$

где λ_i – длины волн, для которых получены спектральные значения; I_{λ_i} – спектральное значение на i -й длине волны; n – количество спектральных каналов. Следует отметить, что $\lambda_{\text{ср}}$ делит площадь под спектральной кривой на две равные части. Таким образом, вычисляя средневзвешенную длину волны полученного из космоса спектра и сравнивая это число со средневзвешенной длиной волны спектра идеального излучателя (АЧТ), можно найти величину смещения в спектре.

Для учета изменения энергии падающего светового потока в результате поглощения в атмосфере необходимо вычислить полную энергию светового потока и сравнить ее с полной энергией светового потока для эталонного планковского спектра. Расчет полной энергии видимого диапазона спектра (W) выполняется по следующей формуле [10]:

$$W = \int_{\nu_1}^{\nu_2} I_{\nu}^2 d\nu = \int_{370}^{670} \left(\frac{I_{\lambda}}{\lambda} \right)^2 d\lambda = \left(\frac{I_{\lambda}}{\lambda} \right)^2 \sum_i \left(\frac{I_i}{\lambda_i} \right)^2, \quad (2)$$

где I_λ – спектральное значение яркости излучения, усл. ед. При этом для корректного сравнения эталонной спектральной характеристики и измеренного спектра необходимо привести их к единому масштабу посредством нормирования на максимум.

Интегральный ИЗА (q_Σ) зависит от комбинационного рассеяния на молекулах загрязнителей и поглощения света аэрозольной дымкой, поэтому является функцией двух параметров. Регрессионная зависимость q_Σ от перечисленных факторов представлена монотонно возрастающей функцией вида [11]

$$q_\Sigma = \alpha \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{эт}}} \right)^x \left(\frac{W_{\text{эт}}}{W} \right)^y, \quad (3)$$

где α – эмпирический коэффициент пропорциональности искомой регрессионной зависимости; x и y – показатели степени чувствительности функции регрессии к выделенным факторам; $\frac{\lambda}{\lambda_{\text{эт}}}$ – фактор смещения

спектра относительно средневзвешенной длины волны эталонного спектра; $\frac{W_{\text{эт}}}{W}$ – фактор роста потока энергии на поглощение относительно эталонного спектра. В работе [7] с использованием данных по загрязнению контрольных площадок получены следующие значения параметров: $\alpha = 1,2$; $x = 1,5$; $y = 2,6$.

Для оценки пространственного распределения (по площади снимка) уровня загрязнения атмосферы используется гистограмма яркости изображения контрольной площадки региона в красном канале 570–670 нм, снятого со спутника квазидновременно со спектральной характеристикой. Это необходимо для того, чтобы отождествить рассчитанный интегральный уровень загрязнения со средним значением яркости пикселей в красном канале снимка. Для этого вычисляется среднее значение яркости гистограммы (математическое ожидание), которому и будет соответствовать суммарный ИЗА. Для пересчета яркости отдельных пикселей в единицы ПДК окрестность любого значения функции q_Σ можно аппроксимировать отрезком прямой, считая в этой окрестности величину ПДК обратно пропорциональной яркости пикселя. Чем меньше яркость, тем больше поглощение потока молекулами смогов и тем больше ПДК.

Известно, что плотность распределения случайной величины в интервале от нуля до максимальных значений подчиняется закону Рэлея [12]:

$$P(q) = \frac{q}{\sigma^2} \exp\left(\frac{-q^2}{2\sigma^2}\right). \quad (4)$$

Границами интервала распределения данной случайной величины являются минимальное и максимальное значения яркости пикселей в ПДК. Первый момент распределения Рэлея отождествляют со средним значением ПДК. Таким образом, можно получить абсолютные значения ПДК, распределенные по площади снимка.

Тестирование метода оценки уровня загрязнения атмосферы

Для реализации и тестирования рассматриваемого метода были использованы спектрально-зональные изображения за 10 июля 2010 г. спутников Landsat-7 и Landsat-8¹, а также Sentinel-2², для получения спектральной характеристики применялись гиперспектрометр Hyperion³ (спутник EO-1, функционирующий на орбите до начала 2017 г.) и модельный расчет.

В качестве эталонного (опорного) спектра в работе [7] предложено использовать спектр черного тела (функцию Планка) со значением температуры Солнца 5780 К, для корректности сравнения расчетного спектра с экспериментальным эталонная кривая нормируется на собственный максимум.

Средневзвешенная длина волны такого спектра, рассчитанная по формуле (1) для видимого диапазона 370–670 нм, составила 500 нм. Значение $W_{\text{эт}} = 108,4$ усл. ед. было вычислено по формуле (2) путем замены интегрирования суммированием с шагом по λ , равным ширине канала Hyperion (10 нм).

Для получения спектральной характеристики местности использовался снимок Hyperion спутника EO-1, сделанный 10 июля 2010 г. и охватывающий юго-восточные регионы Беларуси (Речицу, Брагин), а также часть украинской территории. Взятая с указанного снимка нормированная на свой максимум спектральная кривая для используемой в методе области спектра 370–670 нм, усредненная по некоторой области интереса, включающей только юго-восток Беларуси, представлена на рис. 1.

¹См.: <https://earthexplorer.usgs.gov/>.

²См.: <https://earth.esa.int/web/sentinel/>.

³См.: <https://earthexplorer.usgs.gov/>.

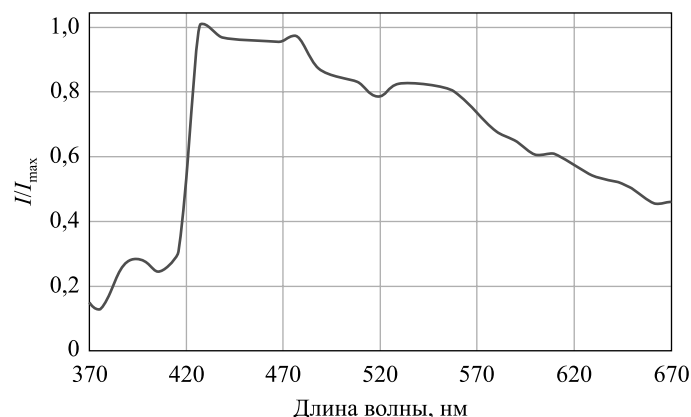


Рис. 1. Экспериментальная спектральная кривая

Fig. 1. Experimental spectral curve

Стоит заметить, что первые семь каналов сенсора Нурегіон предварительно не откалиброваны. Значения яркости для них вычислялись в специализированной программе *COART*⁴. Для максимально точного расчета все параметры (высота Солнца, угол наблюдения, время съемки и т. д.) указаны из метаданных к снимку Нурегіон, взято среднее по региону постоянное альbedo поверхности. Кроме того, были получены данные станции AERONET на ту же дату для Беларуси, а именно оптическая толщина атмосферы. С помощью этих данных был произведен расчет отсутствующих спектральных значений для области 370–427 нм.

Проведенный расчет величины средневзвешенной длины волны и полной энергии дал следующие результаты: $\lambda_{\text{ср}} = 516,3$ нм, $W = 66,7$ усл. ед. Наблюдается смещение в длинноволновую область средневзвешенной длины волны (на 16 нм относительно эталонных 500 нм) и довольно сильное затухание энергии (примерно в 2 раза).

Имея эталонные и экспериментально измеренные значения $\lambda_{\text{ср}}$ и W , можно найти значение суммарного (интегрального) ИЗА для пяти основных составляющих в единицах ПДК (по формуле (3)): $q_{\Sigma} = 4,45$ ПДК. Таким образом, загрязнение юго-восточной части Беларуси суммой веществ в среднем составило около 4,5 ПДК, что соответствует низкой загрязненности согласно следующей классификации: $\text{ИЗА} < 5$ – низкий уровень; $5 < \text{ИЗА} < 8$ – повышенный уровень; $8 < \text{ИЗА} < 13$ – высокий уровень; $\text{ИЗА} > 13$ – очень высокий уровень.

Заметим, что в данном случае интегральный уровень загрязнения суммой частиц получен для момента (даты) съемки. Стандартный ИЗА, принятый еще в 1979 г. (в Беларуси рассчитывается с 1982 г.), имеет некоторые особенности. При его расчете учитываются среднемесячные и (или) среднегодовые концентрации. Однако среднесуточные колебания могут лежать в более широком диапазоне, в то время как ИЗА на основе среднемесячных показателей будет находиться в более узких границах.

Для оценки пространственного распределения загрязнений был выбран космический снимок, максимально близкий по времени и местности к снимку гиперспектрометра. Он получен спутником Landsat-7 10 июля 2010 г. в 8:40 утра. Облачность сцены – 8 %, размеры и разрешение снимка – 7521×8361 пк, 30 м для видимого и инфракрасного диапазонов (рис. 2). Для анализа необходим красный канал изображения, который у Landsat-7 соответствует диапазону 630–690 нм.

Спектрозональный снимок Landsat-7 охватывает значительно большую по площади территорию, чем гиперспектральный, поэтому для оценки используем область интереса на снимке Landsat-7, содержащую только ту часть Беларуси, по которой был вычислен спектр из гиперспектрального изображения (по координатам углов гиперспектрального снимка) с общим количеством пикселей 2 292 804. Гистограмма яркостей красного канала (8-битные значения DN) представлена на рис. 3.

Для сопоставления относительных значений яркости пикселей с величинами ПДК ищется средневзвешенное значение яркости пикселей по следующей формуле:

$$I_{\text{ср}} = \frac{\sum_{i=1}^n n_i I_i}{\sum_{i=1}^n n_i},$$

где n_i – количество пикселей с яркостью I_i . Для нашего случая получаем $I_{\text{ср}} \approx 88$ цифровых единиц, которому ставится в соответствие среднее значение загрязненности 4,45 ПДК.

⁴См.: <https://satcorps.larc.nasa.gov/jin/coart.html>.



Рис. 2. Область изучения (углы помечены кнопками) на спутниковом изображении (*Google Maps*) и на композитном цветном снимке гиперспектрометра Hyperion

Fig. 2. Study area (corners are marked with buttons) on the satellite image (*Google Maps*) and on the composite color image of the Hyperion hyperspectrometer

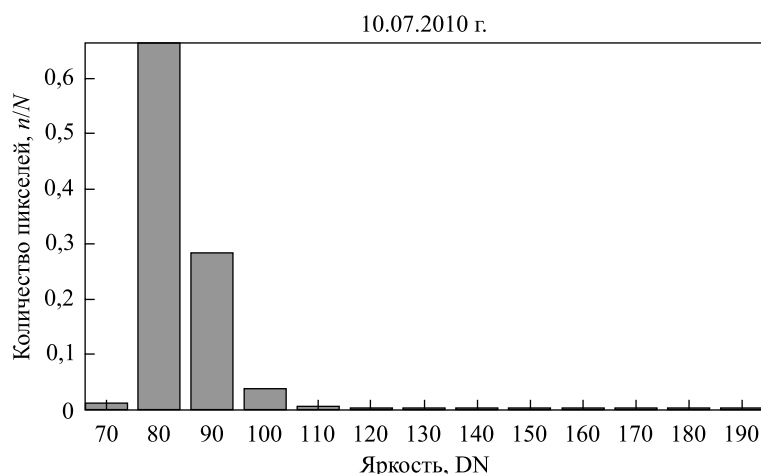


Рис. 3. Гистограмма яркости пикселей для контрольной площадки

Fig. 3. Histogram of pixel brightness for the control area

Окрестность любого значения суммарного загрязнения (функции регрессии (3)) можно аппроксимировать отрезком прямой, считая в этой окрестности величину ПДК обратно пропорциональной яркости. Минимальная яркость снимка составляет 78 единиц, что соответствует $78/88$ средней яркости. Коэффициент обратной пропорциональности равен 1,128. Следовательно, максимальное значение ПДК контрольной площадки составит $4,45 \cdot 1,128 = 5,02$, минимальное – $4,45 \cdot 88/196 = 1,99$, а распределение ПДК по площади дается распределением Рэлея (4), среднеквадратическое отклонение σ которого находится отождествлением математического ожидания распределения со средним значением ПДК, т. е.

$$m = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma = 4,45, \text{ откуда } \sigma = 3,56.$$

Для проверки полученного значения интегрального загрязнения обратимся к архивам данных о состоянии атмосферного воздуха государственного учреждения «Республиканский центр по гидрометеорологии, контролю радиоактивного загрязнения и мониторингу окружающей среды» Министерства

природных ресурсов и охраны окружающей среды Республики Беларусь⁵. Третий квартал 2010 г. характеризовался средними показателями загрязнения. Так, концентрации оксида углерода, диоксида азота и фенола составляли 0,2–0,3 ПДК; стабильно низкими оставались уровни диоксида серы, аммиака, свинца, кадмия, бензапирена; содержание формальдегида равнялось 0,7–0,8 ПДК; загрязненность твердыми частицами варьировалась от 1,8 до 3,7 ПДК для разных точек местности. Таким образом, среднее значение загрязнения составило 4,25 ПДК, что близко к расчетному (4,45 ПДК).

Некоторые результаты применения метода для Минска

В связи с тем что в настоящее время в свободном доступе нет гиперспектральных космических снимков, в том числе для территории Беларуси (спутник ЕО-1 прекратил свою работу в начале 2017 г.), предлагается решить проблему отсутствия измеренных спектров уходящего излучения, необходимых в рассматриваемом методе, путем замены их на расчетные спектры, получаемые с использованием данных местной станции сети AERONET. Таким образом, измеренные на станции оптические толщины атмосферы фактически через рассчитанные на их основе спектры позволяют перейти к нахождению ИЗА. Далее проводится тестирование предлагаемого метода определения общего загрязнения атмосферы с применением расчетных спектров и снимков Landsat, Sentinel-2 над территорией Минска. При этом спектры были вычислены с учетом реальных оптических толщин атмосферы минской станции сети AERONET и постоянного по спектру альбеда поверхности (среднего для городской среды) с помощью программы расчета уходящего излучения на верхней границе атмосферы COART. Очевидно, что трансформация расчетного спектра солнечного излучения после двукратного прохождения атмосферы определяется физическими механизмами рассеяния и поглощения излучения, заложенными в программе расчета. Главным «загрязнителем» здесь считается атмосферный аэрозоль, от которого зависит оптическая толщина атмосферы.

Был отобран и обработан ряд снимков Landsat-8 за 2015 и 2016 гг. для Минска, удовлетворяющих критерию низкой облачности (до 10 %). Приведем примеры обработки на некоторые из дат: 26 августа 2016 г., 4 апреля 2016 г., 28 марта 2016 г., 24 августа 2015 г., 14 июня 2015 г., 11 апреля 2015 г. Они выбраны таким образом, чтобы имелись почти безоблачные снимки Landsat и данные об оптической толщине атмосферы по измерениям минской станции AERONET на эти даты.

Расчет спектральных кривых проводился в программе COART с указанием высоты Солнца и оптической толщины атмосферы на основе данных AERONET на те же даты. Для повышения точности расчета также сравнивались вычисленные спектральные значения со значениями AERONET, полученными на четырех длинах волн. Спектральные кривые для разных дат изображены на рис. 4.

После нормирования относительно единицы всех спектральных кривых был произведен расчет средневзвешенных длин волн, полной энергии спектра и интегральных загрязнений в ПДК. Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Расчетные параметры спектров и полученные ПДК

Table 2

Calculated spectral parameters and obtained MPC

Дата	Средневзвешенная длина волны, нм	Полная энергия спектра, усл. ед.	Интегральное загрязнение, ед. ПДК
11.04.2015 г.	519,7	78	3,20
14.06.2015 г.	517,3	82	2,62
24.08.2015 г.	519,3	78	2,97
28.03.2016 г.	518,7	77	3,10
04.04.2016 г.	518,7	77	3,10
26.08.2016 г.	520,3	88	2,18

Из снимков Landsat на эти даты выделен Минск, а затем вычислена статистика по площади. Гистограммы яркостей красного канала каждого изображения представлены на рис. 5. Минимальные, максимальные и средневзвешенные значения яркости для каждого снимка, а также минимальные и максимальные значения загрязнения приведены в табл. 3.

⁵См.: <http://rad.org.by/articles/vozduh/> ; [https://opendata.by/dataset/1119/resource/fb2b1b4e-e983-48ca-9f7b-835f096a5e6d#{}.](https://opendata.by/dataset/1119/resource/fb2b1b4e-e983-48ca-9f7b-835f096a5e6d#{})

Таблица 3

Яркости в красном канале снимков Landsat и соответствующие загрязнения

Table 3

Brightness in the red channel of Landsat images and corresponding pollution

Дата	Яркость, DN			Загрязнение, ед. ПДК	
	Минимальная	Максимальная	Средняя	Минимальное	Максимальное
11.04.2015 г.	78	203	91	1,43	3,73
14.06.2015 г.	87	234	97	1,09	2,92
24.08.2015 г.	79	209	97	1,38	3,65
28.03.2016 г.	77	141	88	1,93	3,54
04.04.2016 г.	78	185	91	1,52	3,62
26.08.2016 г.	77	150	89	1,29	2,52

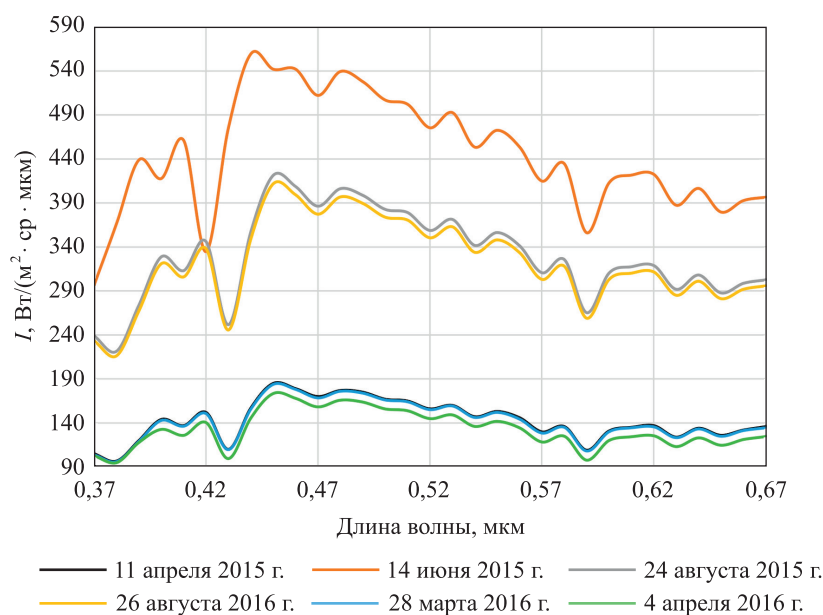


Рис. 4. Расчетные спектры яркости уходящего солнечного излучения на верхней границе атмосферы

Fig. 4. Calculated brightness spectra of outgoing solar radiation at the top of the atmosphere

На фрагменте снимка (в красной полосе) спутника Landsat-8 за 26 августа 2016 г. (рис. 6) цифрами показаны 10 зон Минска (кроме зон водоемов и растительности), отличающихся более темным цветом пикселей. Для этих 10 зон определены максимальные значения загрязнения по минимальной яркости пикселей для каждой зоны. Полученные величины загрязнения лежат в диапазоне от 2,36 до 2,44 ПДК. Контрольные площадки (зоны) включают улицы Минска (Жилуновича, Тимирязева, Жудро, Радиальную, Каховскую и т. д.), для которых, по данным ежегодника состояния атмосферного воздуха в Беларуси, в августе зафиксированы повышенные уровни загрязнения.

Близкие значения загрязнений подтверждены по Минску также с использованием красной полосы изображения сенсора MSI со спутника Sentinel-2. Было получено, что на участках в районе улиц Орловской, Каховской, Кропоткина и Тимирязева уровень загрязнения практически постоянно превышает норму в 1,5–2,0 раза. Идентификация загрязненных участков проводилась по географическим координатам снимка.

По аналогичной методике для получения средних по кварталам уровней загрязнения по Минску за 2015 и 2016 гг. рассчитаны спектры уходящего излучения на каждую дату, для которой были доступны данные минской станции AERONET. Таким образом, только на основании спектров, рассчитанных по

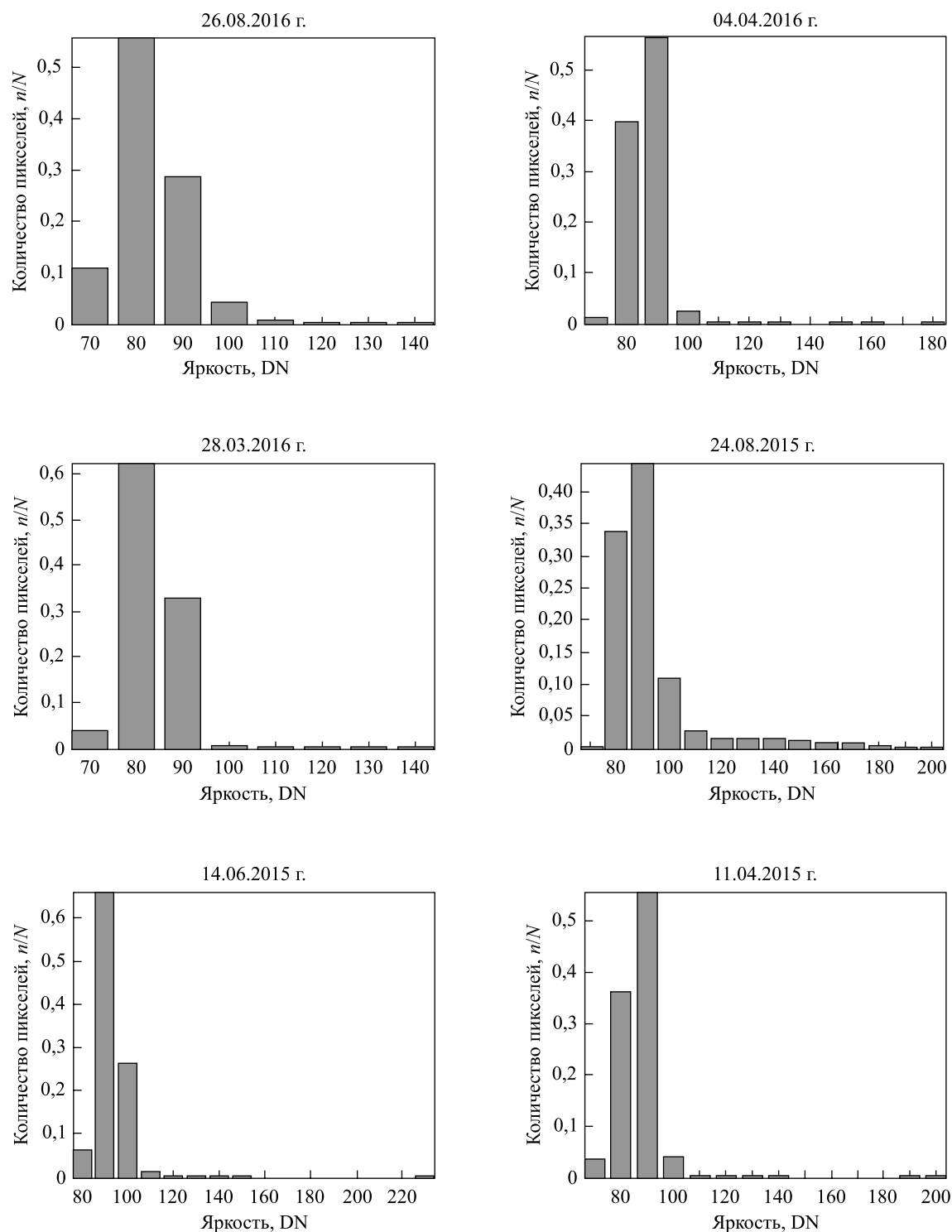


Рис. 5. Распределение пикселей красного канала по яркости для сцен разных дат по Минску

Fig. 5. Distribution of pixels of the red channel in terms of brightness for scenes of different dates in Minsk

данным станции AERONET, были вычислены средние уровни интегрального загрязнения на ряд дней в эти годы, а затем рассчитаны средние уровни для каждого квартала в целях сравнения с данными ежегодника состояния атмосферы. На рис. 7 представлены сглаженные изменения суммарного среднего уровня загрязнения за 2015 и 2016 гг. При определении среднего показателя загрязнения по данным ежегодника учитывалось количество дней с превышением суточных концентраций, а также делалось предположение, что в остальные дни превышений не было.

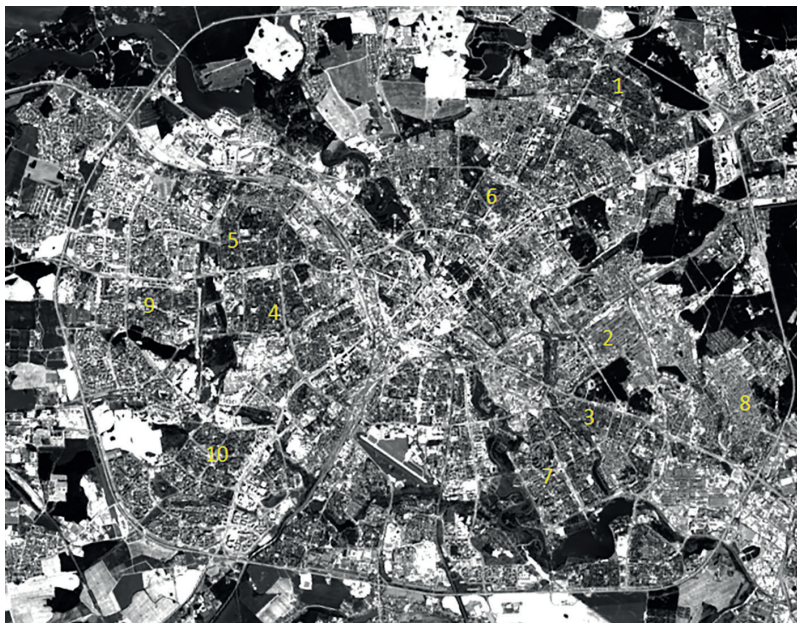


Рис. 6. Снимок Минска в красном канале (спутник Landsat-8, 26 августа 2016 г.)

Fig. 6. Photo of Minsk in the red channel (Landsat-8 satellite, 2016 August 26)

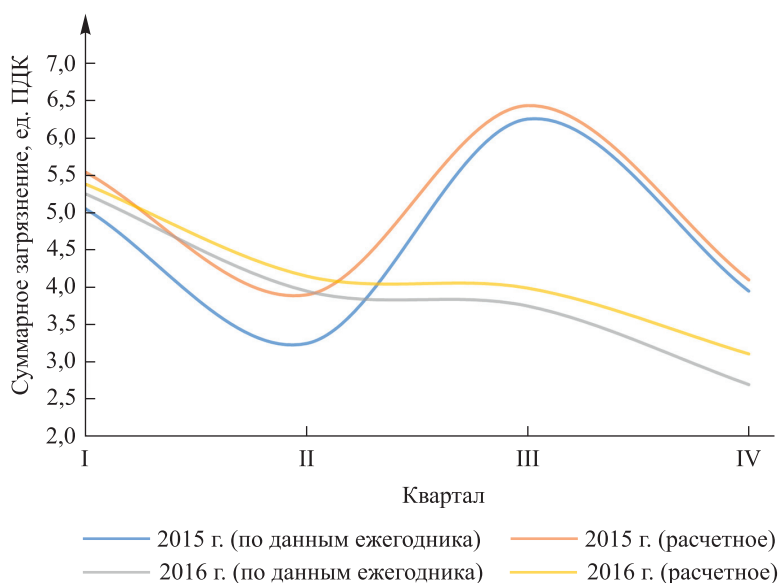


Рис. 7. Суммарный уровень загрязнения в Минске за 2015 и 2016 гг.

Fig. 7. The total level of pollution in Minsk for 2015 and 2016

На рис. 7 имеется некоторое расхождение между расчетными данными и данными ежегодника. Это объясняется тем, что архивы не содержат достаточно полной информации об уровне загрязнения в каждый из дней, кроме того, при вычислении среднего показателя делались некоторые предположения исходя из тех данных, что представлены в ежегоднике. Расчетный метод по спектру позволяет определять суммарную концентрацию загрязнителей, а стационарные и автоматические станции предоставляют измерения лишь некоторых отдельных веществ. Видно, что в 2016 г. отмечается незначительное снижение числа загрязнителей в атмосфере во втором полугодии.

Заключение

На примере изображений юго-восточной части Беларуси за июль 2010 г., полученных спутниками Landsat-7 и EO-1, был проверен метод определения концентрации загрязняющих веществ в атмосфере в единицах ПДК на основе спектра отражения территории и ее изображения в красном канале видимого

диапазона. Полученное значение в ПДК сравнивалось с уровнем загрязненности из архива данных о состоянии атмосферного воздуха в Беларуси. Сравнение показало, что метод обладает достаточно высокой точностью (около 5 % при использовании спектра, измеренного из космоса, и не хуже 18 % для спектров, рассчитанных по данным минской станции сети AERONET). После обработки серии данных было проанализировано состояние атмосферы над Минском в 2015–2016 гг.

Рассмотренный метод определения интегрального загрязнения атмосферы обладает как достоинствами, так и недостатками.

Достоинствами дистанционного метода мониторинга являются возможность широкого охвата территории, достаточно высокая достоверность и быстрота обработки, зондирование в труднодоступных местах. С другой стороны, для повышения точности данного метода необходимо, чтобы на снимке присутствовали контрольные площадки с известными уровнями загрязнения.

Отметим также наиболее существенные недостатки метода и пути их преодоления. Во-первых, в методе никак не учитывается влияние коэффициентов спектральной яркости (КСЯ) подстилающей поверхности на спектр излучения системы атмосфера – поверхность, регистрируемый из космоса. При этом влияние КСЯ на указанный спектр может быть преобладающим. Сильно загрязненная атмосфера над светлой поверхностью (например, бетонной) и чистая атмосфера над темной поверхностью (например, водной толщей или темной почвой) могут давать одинаковое уменьшение спектра (интерпретируемое в методе как поглощение атмосферы). При этом большую роль будет играть и пространственное разрешение спектра (размер спектрометрируемой площадки, для гиперспектрометров это примерно проекция пикселя на Землю), которым определяется степень неоднородности КСЯ исследуемой площади.

Преодолеть этот недостаток можно, если в качестве информационного спектра использовать не полный спектр уходящего излучения, а часть его, называемую вкладом атмосферной дымки. При записи решения уравнения переноса для спектра уходящего излучения на верхней границе атмосферы обычно используется представление в виде нескольких слагаемых (чаще двух) [13], одним из которых является излучение, не взаимодействовавшее с подстилающей поверхностью, – яркость атмосферной дымки. Именно эта яркость напрямую зависит от загрязнения атмосферы. Для выделения яркости дымки необходимо предварительно проводить атмосферную коррекцию спутниковых данных [13].

Во-вторых, слабой стороной метода является использование в качестве эталонного спектра функции Планка с температурой Солнца. Представляется, что несколько лучшим вариантом было бы использование в качестве такового экспериментального спектра излучения от Солнца, приходящего на верхнюю границу атмосферы, поскольку в этом спектре присутствуют фраунгоферовы линии поглощения (отсутствующие в планковском), которые в методе опять же будут учитываться как поглощение атмосферы. Но еще лучшим вариантом эталонного спектра был бы расчетный спектр атмосферы с теми же геометрическими параметрами (углы Солнца и измерения), что и измеренный из космоса спектр, с учетом только процессов рассеяния и поглощения в абсолютно чистой атмосфере (без аэрозоля и газовых примесей), включающий лишь влияние рэлеевского (молекулярного) рассеяния и поглощения основных газовых компонентов атмосферы (например, только водяного пара, кислорода и озона). Этот спектр можно рассчитать с высокой точностью, если определены оптические параметры атмосферы в результате процедуры атмосферной коррекции [13].

Относительно неплохие полученные результаты метода можно объяснить тем, что выходным параметром выступает интегральное (по сумме веществ и их воздействий) загрязнение, а в качестве входных параметров (в регрессионном уравнении) используются интегральные по спектру величины (относительная средневзвешенная длина волны и относительное интегральное поглощение). Кроме того, при получении регрессионного уравнения система атмосфера – поверхность рассматривалась как «черный ящик», что «сгладило» влияние неучтенных процессов (в частности, некорректно заданный эталонный спектр и др.).

Наконец, подчеркнем, что для полной реализации метода необходимо наличие измеренного из космоса спектра и связанного с ним (по времени и пространству) изображения в красной полосе видимого диапазона. Именно такие данные присутствуют в составе информации, регистрируемой с борта МКС аппаратурой «Видеоспектральная система» (ВСС) [14], разработанной и созданной в Институте прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко БГУ. Измеряемые ВСС данные содержат трехканальное спектрально-пространственное изображение (с красным каналом) и более 256 отдельных спектров высокого разрешения с различных пространственных зон этого изображения, координатно «привязанных» к нему.

В дальнейшем планируется разработать усовершенствованную версию метода, устраняющую указанные выше недостатки, и использовать данные измерений ВСС, которые будут проведены над промышленными зонами (центрами) в различных регионах.

Интегральный уровень загрязнения, который рассчитывается в настоящее время с учетом среднемесячных и (или) среднегодовых концентраций, не может корректно показать реальную оценку загрязнения атмосферы за более короткие промежутки времени (отдельные дни). Необходим пересмотр

методик расчета ИЗА. Спутниковый мониторинг позволяет получать уровни загрязнения суммой частиц и газов в момент зондирования, что является важным при выявлении чрезвычайных ситуаций (выбросов или трансграничного переноса загрязнителей) и оперативном предупреждении населения о неблагоприятных экологических условиях.

Библиографические ссылки

1. Mallone S, Stafoggia M, Faustini A, Gobbi GP, Marconi A, Forastiere F. Saharan dust and associations between particulate matter and daily mortality in Rome, Italy. *Environmental Health Perspectives*. 2011;119(10):1409–1414. DOI: 10.1289/ehp.1003026.
2. Melnikova I, Donchenko V, Boreisho A, Morozov A. Laser complexes for the solution of the inverse problem of ecological monitoring. In: *Proceedings of the 25th International laser radar conference; 2010 July 5–9; Saint Petersburg, Russia*. New York: Curran Associates; 2011. p. 131–133.
3. Катковский ЛВ. *Многоспектральное дистанционное зондирование. Теория и методы повышения эффективности*. Саарбрюккен: LAP LAMBERT Academic Publishing; 2011. 396 с.
4. Belyaev BI, Katkovsky LV, Kabashnikov VP, Nekrasov VP. Optical remote sounding of aerosol formations on base of numerical simulation of the scattering radiation. In: *Proceedings of the 1996 International geoscience and remote sensing symposium (IGARSS'96); 1996 May 28–31; Lincoln, NE, USA. Part 1*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 1996. p. 19–21. DOI: 10.1109/IGARSS.1996.516231.
5. Беляев БИ, Беляев МЮ, Десинов ЛВ, Катковский ЛВ, Сармин ЭЭ. Обработка спектров и изображений с фотоспектральной системы в космическом эксперименте «Ураган» на МКС. *Исследование Земли из космоса*. 2014;6:54–65.
6. Мартинов АО, Катковский ЛВ, Станчик ВВ, Беляев БИ. Исследование атмосферы с помощью сканирующего солнечного спектрополяриметра. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:20–30.
7. Бондур ВГ, Воробьев ВЕ, Давыдов ВФ, Корольков АВ, авторы; Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам, правообладатель. *Способ определения загрязнения атмосферы мегаполисов*. РФ патент 2010100107/28. 2010.
8. Какарека СВ. Оценка суммарного загрязнения атмосферного воздуха. *География и природные ресурсы*. 2012;2:14–20.
9. Schwartz S. *Visual Perception: a clinical orientation*. 4th edition (optometry). New York: McGraw-Hill Education – Europe; 2009. 488 p.
10. Заездный АМ. *Основы расчетов по статистической радиотехнике*. Москва: Связь; 1969. 448 с.
11. Половко АМ. *Mathematica для студентов*. Санкт-Петербург: БХВ-Петербург; 2007. 368 с.
12. Прокис Дж. *Цифровая связь*. Москва: Радио и связь; 2000. 800 с.
13. Katkovsky LV, Martinov AO, Siliuk VA, Ivanov DA, Kokhanovsky AA. Fast atmospheric correction method for hyperspectral data. *Remote Sensing*. 2018;10(11):1698. DOI: 10.3390/rs10111698.
14. Беляев БИ, Беляев МЮ, Сармин ЭЭ, Гусев ВФ, Десинов ЛВ, Иванов ВА и др. Устройство и летные испытания научной аппаратуры «Видеоспектральная система» на борту российского сегмента МКС. *Космическая техника и технологии*. 2016;2(13):70–79.

References

1. Mallone S, Stafoggia M, Faustini A, Gobbi GP, Marconi A, Forastiere F. Saharan dust and associations between particulate matter and daily mortality in Rome, Italy. *Environmental Health Perspectives*. 2011;119(10):1409–1414. DOI: 10.1289/ehp.1003026.
2. Melnikova I, Donchenko V, Boreisho A, Morozov A. Laser complexes for the solution of the inverse problem of ecological monitoring. In: *Proceedings of the 25th International laser radar conference; 2010 July 5–9; Saint Petersburg, Russia*. New York: Curran Associates; 2011. p. 131–133.
3. Katkovskii LV. *Mnogospektral'noe distantsionnoe zondirovanie. Teoriya i metody povysheniya effektivnosti* [Multispectral remote sensing. Theory and methods of increasing efficiency]. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing; 2011. 396 p. Russian.
4. Belyaev BI, Katkovsky LV, Kabashnikov VP, Nekrasov VP. Optical remote sounding of aerosol formations on base of numerical simulation of the scattering radiation. In: *Proceedings of the 1996 International geoscience and remote sensing symposium (IGARSS'96); 1996 May 28–31; Lincoln, NE, USA. Part 1*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 1996. p. 19–21. DOI: 10.1109/IGARSS.1996.516231.
5. Belyaev BI, Belyaev MYu, Desinov LV, Katkovskii LV, Sarmin EE. Spectra and images processing from Photospectral system in space experiment «Hurricane» on the ISS. *Issledovanie Zemli iz kosmosa*. 2014;6:54–65. Russian.
6. Martinov AO, Katkouski LV, Stanchick VV, Belyaev BI. Investigation of the atmosphere with a scanning solar spectropolarimeter. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:20–30. Russian.
7. Bondur VG, Vorob'ev VE, Davydov VF, Korol'kov AV, inventors; Federal Service for Intellectual Property, Patents and Trade-marks, assignee. *The method for determining atmospheric pollution of megacities*. Russian Federation patent 2010100107/28. 2010.
8. Kakareka SV. [Assessing total atmospheric air pollution]. *Geografiya i prirodnye resursy*. 2012;2:14–20. Russian.
9. Schwartz S. *Visual Perception: a clinical orientation*. 4th edition (optometry). New York: McGraw-Hill Education – Europe; 2009. 488 p.
10. Zaezdnyi AM. *Osnovy raschetov po statisticheskoi radiotekhnike* [Fundamentals of calculations in statistical radio engineering]. Moscow: Svyaz'; 1969. 448 p. Russian.
11. Polovko AM. *Mathematica dlya studentov* [Mathematica for students]. Saint Petersburg: BKhV-Peterburg; 2007. 368 p. Russian.
12. Prokis Dzh. *Tsifrovaya svyaz'* [Digital communication]. Moscow: Radio i svyaz'; 2000. 800 p. Russian.
13. Katkovsky LV, Martinov AO, Siliuk VA, Ivanov DA, Kokhanovsky AA. Fast atmospheric correction method for hyperspectral data. *Remote Sensing*. 2018;10(11):1698. DOI: 10.3390/rs10111698.
14. Belyaev BI, Belyaev MYu, Sarmin EE, Gusev VF, Desinov LV, Ivanov VA, et al. Design and flight tests of science hardware video-spectral system on board the Russian segment of the ISS. *Space Engineering and Technology*. 2016;2(13):70–79. Russian.

Статья поступила в редколлегию 05.06.2020.
Received by editorial board 05.06.2020.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ЧИСТОТЫ
И СТАБИЛЬНОСТИ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА
НА ОСНОВЕ ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯН. В. БЕЛЬКО¹⁾, М. П. САМЦОВ²⁾, Д. С. ТАРАСОВ²⁾¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь²⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

Разработана экспресс-методика контроля чистоты и стабильности фотосенсибилизатора для фотодинамической терапии на основе гидрофильного индотрикарбоцианинового красителя. Хранение фотосенсибилизатора в неблагоприятных условиях приводит к образованию в его субстанции примеси гидрофобного красителя. В спектре поглощения гидрофобного красителя проявляется новая полоса при 514 нм, нехарактерная для фотосенсибилизатора, с поглощением которого данная полоса не перекрывается, и поэтому ее наличие в спектре позволяет достоверно выявить примесь этого гидрофобного соединения в субстанции фотосенсибилизатора. Установлено, что оптимальные условия для контроля чистоты реализуются при концентрации фотосенсибилизатора ~0,8 ммоль/л, когда возможно обнаружение примеси гидрофобного красителя в количестве 0,6 мас. % и более. Методика обеспечивает оперативность проведения контроля чистоты фотосенсибилизатора и подразумевает использование доступного оборудования. Информация, полученная с помощью разработанной методики, согласуется с данными хромато-масс-спектрометрии.

Ключевые слова: фотодинамическая терапия; фотосенсибилизаторы; спектрофотометрия.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке государственной программы научных исследований «Химические технологии и материалы» (задание 5.23), государственной программы научных исследований «Фотоника, опто- и микроэлектроника» (задание 1.2.10), Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф19М-074).

Образец цитирования:

Белько НВ, Самцов МП, Тарасов ДС. Спектрофотометрический контроль чистоты и стабильности фотосенсибилизатора на основе индотрикарбоцианинового красителя. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:17–23 (на англ.).
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-17-23>

For citation:

Belko NV, Samtsov MP, Tarasau DS. Spectrophotometrical purity and stability testing of a photosensitizer based on an indotri-carbocyanine dye. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:17–23.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-17-23>

Авторы:

Никита Викторович Белько – аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – М. П. Самцов.
Михаил Петрович Самцов – доктор физико-математических наук, доцент; заведующий лабораторией спектроскопии.
Дмитрий Сергеевич Тарасов – кандидат физико-математических наук; научный сотрудник лаборатории спектроскопии.

Authors:

Nikita V. Belko, postgraduate student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
nikita.belko@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0002-9926-3462>
Michael P. Samtsov, doctor of science (physics and mathematics), docent; head of the laboratory of spectroscopy.
samtsov@mail.ru
<https://orcid.org/0000-0002-8392-7463>
Dmitry S. Tarasau, PhD (physics and mathematics); researcher at the laboratory of spectroscopy.
dmitrij-tarasov@list.ru

SPECTROPHOTOMETRICAL PURITY AND STABILITY TESTING OF A PHOTOSENSITIZER BASED ON AN INDOTRICARBOCYANINE DYE

N. V. BELKO^a, M. P. SAMTSOV^b, D. S. TARASAU^b

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

^bA. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University,
7 Kurčatava Street, Minsk 220045, Belarus

Corresponding author: N. V. Belko (nikita.belko@gmail.com)

The express method for testing purity and stability of an indotricarbocyanine dye based photosensitizer for photodynamic therapy was developed. Storage of the hydrophilic photosensitizer under unfavorable conditions resulted in contamination with a hydrophobic dye. The absorption spectrum of the hydrophobic dye was characterized by a new band at 514 nm that was absent in the absorption spectrum of the photosensitizer. There was no spectral overlap between this absorption band and the absorbance of the photosensitizer. Therefore, presence of the band at 514 nm allowed us to detect contamination of the photosensitizer substance with the hydrophobic dye. It was established that the optimal photosensitizer concentration for purity testing is *ca.* 0.8 mmol/L, when as little as 0.6 wt. % of the impurity can be detected. The developed method is not time consuming and requires accessible equipment only. Data obtained with this method was verified with the aid of liquid chromatography-mass spectrometry.

Keywords: photodynamic therapy; photosensitizers; spectrophotometry.

Acknowledgements. This research has been financially supported by the state program of scientific research of the Republic of Belarus «Chemical technologies and materials» (assignment 5.23), the state program of scientific research of the Republic of Belarus «Photonics, opto- and microelectronics» (assignment 1.2.10), the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (project F19M-074).

Introduction

Photodynamic therapy is a promising method for cancer treatment [1–4]. The clinically approved photosensitizers are activated by radiation in the visible spectral range [5]. The visible radiation is absorbed and scattered significantly in biological tissues thus resulting in the tumor damage depth of only 14 mm [5]. Alternatively, a novel indotricarbocyanine dye is suggested as a photosensitizer for photodynamic therapy [6; 7]. The dye is characterized by an absorption band in the transparency window of biological tissues and a high molar absorption coefficient. Activation of the dye molecules is achieved with laser or light-emitting diode radiation in the spectral range between 700 and 800 nm [4], where intrinsic absorbance of biomolecules is negligible [2; 8]. The dye molecules in electronically excited states generate active intermediates that damage malignant cells. Photodynamic activity of this dye was demonstrated *in vivo* [6]. The high molar absorption coefficient of the dye ($2.5 \cdot 10^5 \text{ L} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ in the peak of the absorption band) allows us to extract information about microenvironment and stability of the dye molecules from spectral data.

One of the most important properties of a therapeutic substance is the stability of its chemical composition upon storage. Proper water solubility ($>1 \text{ mmol/L}$) of this indotricarbocyanine dye is due to presence of polyethylene glycol substituents linked to the carboxyl groups of a hydrophobic dye via ester bonds. Long-term storage of the hydrophilic dye at room temperature results in hydrolysis of the ester bonds. Purity testing is carried out for each batch of freshly synthesized photosensitizer with the aid of liquid chromatography-mass spectrometry (LC-MS). Although this method provides high detectability of impurities, it requires specific equipment and a large amount of time to carry out the testing. At the same time, direct purity testing of infusion solutions of the photosensitizer is of great importance. For that reason, it was decided to develop a method for testing purity of the indotricarbocyanine dye that would not be time consuming and would require accessible equipment only.

We report on research data that allowed us to develop the express method for spectrophotometrical purity testing of the indotricarbocyanine dye based photosensitizer.

Materials and methods

The compounds under study are symmetrical cationic indotricarbocyanine dyes (the structural formulae are shown in the table), that differ in their water solubility.

Structural formulae of the indotricarbocyanine dyes studied

Dye	Structural formula
1	
2	

The dye 1 is water soluble (>1 mmol/L) due to presence of hydrophilic polyethylene glycol substituents with the molar mass of 300 g/mol. The molar mass of the dye 1 was confirmed with LC-MS to be 1225 g/mol, in agreement with the structural formula. This compound is the active component of the photosensitizer for photodynamic therapy under development [6].

The hydrophilic dye 1 was synthesized by symmetrical substitution of the both carboxyl groups of the hydrophobic dye 2 with polyethylene glycol via ester bonds [6]. Molar mass of the compound 2 was confirmed by LC-MS to be 742 g/mol, in agreement with the structural formula. Aqueous solutions of the dye 2 were prepared using the 2 following methods: 1) ethanolic stock solution of the dye was injected into aqueous medium [9]; 2) water suspension of the dye was subjected to prolonged ultrasonic treatment and the dye solution was decanted after sedimentation of undissolved dye particles.

Absorption spectra were measured with the aid of SOLAR PV1251 spectrophotometer (Belarus) in quartz cells with the optical path length of 0.2 to 50.0 mm.

LC-MS measurements were carried out on the Agilent 1200 Rapid Resolution LC system with the Agilent 6410 Triple Quadrupole LC/MS mass detector (the USA).

Results and discussion

Low concentrated (0.8 $\mu\text{mol/L}$) aqueous solutions of the dye 1 are characterized by the absorption band peaked at 706 nm with a shoulder in the range between 600 and 670 nm (fig. 1, curve 1). The full width at half maximum (FWHM) of the spectrum is 64 nm (1300 cm^{-1}). Increasing the dye concentration up to 8 $\mu\text{mol/L}$ results in growth of absorbance in the spectral range between 600 and 670 nm (see fig. 1, curve 2), the FWHM of the spectrum being 100 nm (2130 cm^{-1}). An additional increase in the dye concentration up to 80 $\mu\text{mol/L}$ leads to appearance of a new absorption peak at 650 nm, a decrease of the peak at 706 nm (see fig. 1, curve 3), and growth of the spectrum FWHM up to 136 nm (3120 cm^{-1}). A further increase in the dye concentration up to 800 $\mu\text{mol/L}$ is accompanied by a hypsochromic shift of the absorption peak to 610 nm (see fig. 1, curve 4) and a reduction of the spectrum FWHM to 73 nm (1850 cm^{-1}). The observed changes in the absorption spectrum are due to aggregation of the dye molecules [10]. Only dye monomers with the absorption peak at 706 nm are present in the low concentrated solution (0.8 $\mu\text{mol/L}$). Increasing concentration facilitates aggregation of the dye molecules thereby resulting in an increase of the spectrum FWHM and a hypsochromic shift of the absorption peak. Both monomers and dye aggregates are present in the solutions of intermediate concentration (80 $\mu\text{mol/L}$),

which leads to the highest FWHM value of the spectrum. The high concentrated solution (800 $\mu\text{mol/L}$) is characterized by a lower FWHM value owing to the fact that the fraction of the monomers decreases and the solution contains predominantly dye aggregates. In addition to the monomers absorption band at 706 nm, distinct peaks at 650 nm (80 $\mu\text{mol/L}$ solution) и 610 nm (800 $\mu\text{mol/L}$ solution) are present in the spectrum. When the concentration increases, aggregation of the dye is intensified, with dimers and then trimers being formed.

Storage of the dye 1 in a non-airtight container at room temperature for 3 months and longer results in significant changes of the spectral properties. For example, the absorption spectrum of the dye after storage at room temperature for 2 years is shown in the fig. 2. A new absorption band at 514 nm is observed in the spectrum. Moreover, the FWHM of the main band increases significantly and intense unstructured absorption is present in the whole spectral range. The presence of the band at 514 nm in the absorption spectrum may be due to impurities that are formed upon long-term storage of the dye 1.

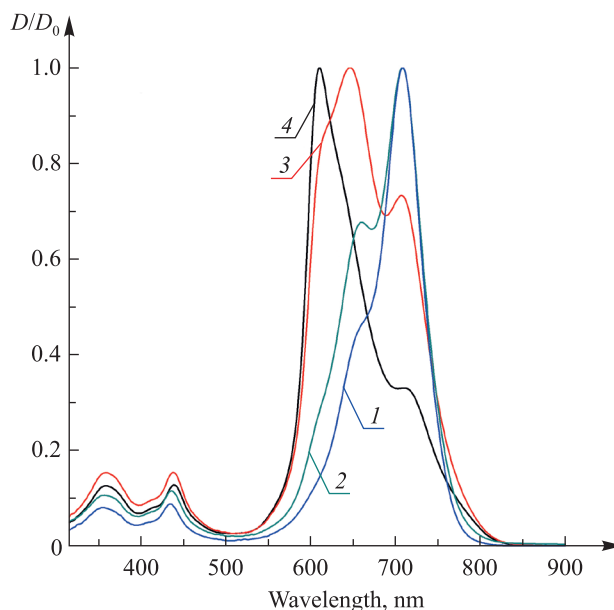


Fig. 1. Normalized absorption spectra of the dye 1 aqueous solutions at different concentrations: 0.8 $\mu\text{mol/L}$ (1), 8 $\mu\text{mol/L}$ (2), 80 $\mu\text{mol/L}$ (3), 800 $\mu\text{mol/L}$ (4)

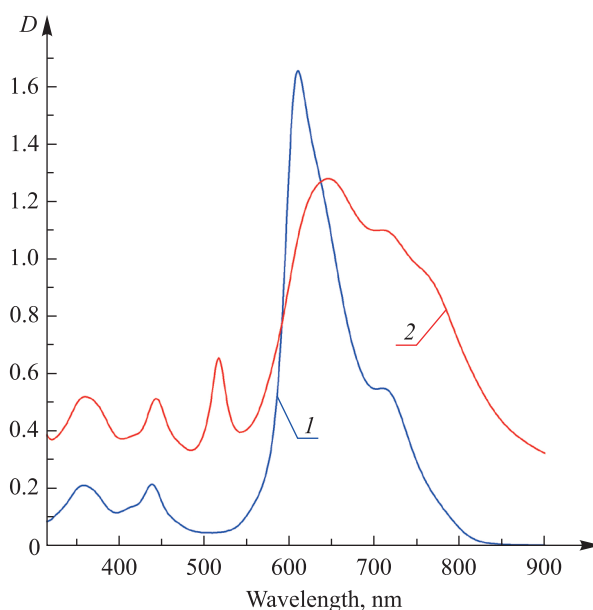


Fig. 2. Absorption spectra of the freshly synthesized dye 1 (1) and after storage of the dye 1 at room temperature for 2 years (2) in aqueous solution

In order to elucidate the reasons for the described changes in spectral properties, LC-MS analysis was carried out for the dye 1 samples that had been stored under different conditions. After storing of the photosensitizer 1 in a non-airtight glass or plastic container for 3 months at 2–6 °C virtually no changes in the mass spectrum were observed. Storage in a non-airtight container at 22–26 °C caused significant degradation of the dye 1 as soon as after 3 months. According to the LC-MS analysis, upon storage at the room temperature ester bonds in the dye 1 molecules are cleaved. It is evidenced by presence of the peaks corresponding to the dye 2 and free polyethylene glycol in the mass spectra. Hence, storage temperature affects the hydrolysis rate of the dye 1 ester bonds.

Purity testing of the dye 1 with the aid of LC-MS is not always possible due to limited access to the necessary equipment and a relatively large amount of time required for the testing. When the photosensitizer 1 is stored under unfavorable conditions, it is contaminated with the dye 2. The compounds 1 and 2 differ in water solubility and, consequently, in spectral properties of their aqueous solutions. It is thus suggested to identify the contamination of the photosensitizer 1 with the dye 2 by analyzing absorption spectra of the aqueous solutions. In order to determine the impurity concentration that can be identified with the aid of spectrophotometry, spectral properties of the dye 1 and 2 solutions of varying concentration were examined.

The dye 2 is virtually water insoluble at room conditions. Aqueous solutions of this hydrophobic dye can be prepared by addition of the ethanolic stock solution into aqueous medium as well as by a prolonged (*ca.* 2 h) ultrasonic treatment. The former method allows us to control the dye concentration and study the changes in spectral properties of freshly prepared solutions. The latter method does not require the addition of organic solvents and thus creates conditions similar to infusion solutions of the photosensitizer 1.

Spectral properties of the dye 2 aqueous solutions with ethanol admixture were studied thoroughly in [9]. It was shown that a narrow band at 514 nm with a FWHM of 21 nm (797 cm^{-1}) appears in the absorption spectrum, when the dye 2 concentration exceeds $2\text{ }\mu\text{mol/L}$. This absorption band corresponds to H^+ -aggregates, i. e. nanostructures containing many molecules of the dye 2.

Alternatively, aqueous solutions of the dye 2 were prepared by ultrasonication of an aqueous dye suspension. The absorption spectrum of the suspension immediately after ultrasonication is characterized by a broad long-wave band peaked at 706 nm and a narrow short-wave band peaked at 514 nm (fig. 3, curve 1). The long-wave band decreases over time, whereas, the short-wave band increases (see fig. 3, curves 2, 3). The shape of the spectrum stays unchanged after *ca.* 10 days after preparation.

Absorbance in the spectral range between 850 and 1000 nm decreases over time and 14 days after ultrasonic treatment is virtually indiscernible (see fig. 3, curve 3). The decrease in absorbance is accompanied by sedimentation of undissolved particles of the dye 2. Hence, light scattering on the undissolved particles contributes to the shape of the spectrum in this range. Absence of absorbance between 850 and 1000 nm 14 days after preparation of the suspension indicates that sedimentation of the undissolved particles is complete at this point. The homogeneous aqueous solution of the dye 2 can thus be decanted and used in further experiments.

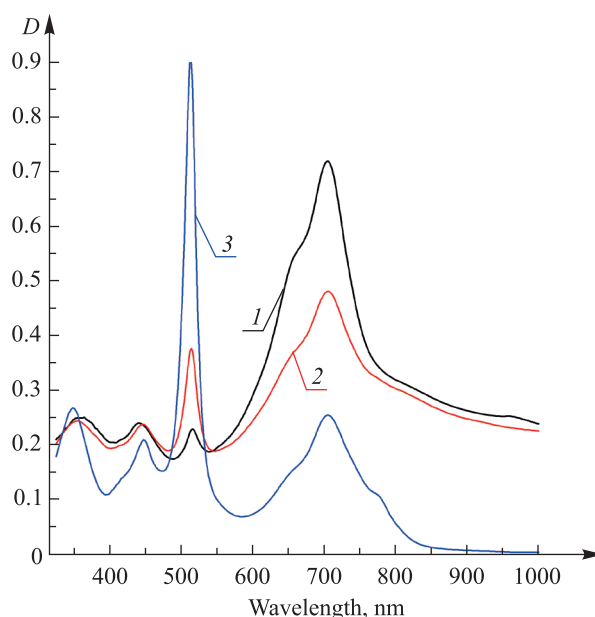


Fig. 3. Absorption spectra of the dye 2 aqueous suspensions 3 min (1) and 30 min (2) after ultrasonication; absorption spectrum of the dye 2 aqueous solution decanted 14 days after ultrasonication (3)

Solutions of the dye 2 prepared by the two described methods have similar shape of the absorption spectra. Consequently, the band at 514 nm can be ascribed to the H^* -aggregates of the dye 2. The broad long-wave band corresponds to both the monomers and the dimers with absorption peaks at 706 and 658 nm, respectively. The H^* -aggregates are formed in the aqueous solutions with ethanol admixture, when the dye 2 concentration exceeds 2 $\mu\text{mol/L}$. In the aqueous solutions prepared with the aid of ultrasonication the H^* -aggregates remain stable, when the concentration is decreased to as low as 0.5 $\mu\text{mol/L}$.

Thus, the presence of the band at 514 nm in the absorption spectrum of the dye 1 after long-term storage (see fig. 2) is explained by contamination with the dye 2, whose molecules form the H^* -aggregates. It is important to understand, why the molecules of the hydrophobic dye 2 are present in such aqueous solution, where no organic solvents are present and no ultrasonic treatment was applied. The reason for that is probably solubilization of a fraction of the dye 2 molecules with polyethylene glycol. Polyethylene glycol is covalently bonded to the dye 1 and is formed in its free form as a result of hydrolysis as well. Undissolved particles of the dye 2 are responsible for the unstructured absorbance present in the whole absorption spectrum of the contaminated dye 1 (see fig. 2, curve 2).

The influence of polyethylene glycol on the dye 2 was studied in a thin layer (0.2 mm quartz cuvette) of the contaminated dye 1 solution. The band at 514 nm is initially present in the absorption spectrum. As water evaporates and the dye molecules are transferred to the cuvette walls, the absorption band at 514 nm decreases and is eventually indiscernible. The increase in polyethylene glycol concentration upon evaporation of water is probably the reason for dissolution of the dye 2 H^* -aggregates.

The contamination of the photosensitizer 1 substance with the hydrophobic dye 2 can be identified by the presence of the H^* -aggregate absorption band at 514 nm. Absence of spectral overlap of this band with the long-wave absorbance of the photosensitizer allows efficient detection of the impurity.

Purity testing of the dye 1 has to be conducted in a certain concentration range favorable for the H^* -aggregate formation. In order to determine this concentration range, the mixtures of the dyes 1 and 2 with purity assured by LC-MS were prepared and their absorption spectra were analyzed. The dye 2 aqueous solutions were prepared with the aid of ultrasonication to avoid the influence of ethanol and then mixed with the dye 1 aqueous solutions. The peak at 514 nm is readily discernible (fig. 4, *a*) in the spectrum of the solution containing 792 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 1 and 8 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 2 (0.01 molar fraction of the dye 2). Absorbance at 514 nm is present in the spectrum of the aqueous solution containing 198 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 1 and 2 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 2 (0.01 molar fraction of the dye 2) as well, however, it is not distinct (see fig. 4, *b*).

As a result, in the 800 $\mu\text{mol/L}$ solution of the contaminated dye 1 the peak at 514 nm is distinct, whereas, the influence of polyethylene glycol on the H^* -aggregates stability is negligible. In such a solution contamination with the dye 2 can be detected, when the impurity molar fraction is as low as 0.01, which corresponds to 0.6 wt. %. Decreasing the concentration leads to a decrease in the H^* -aggregate band and, consequently, to lower detectability.

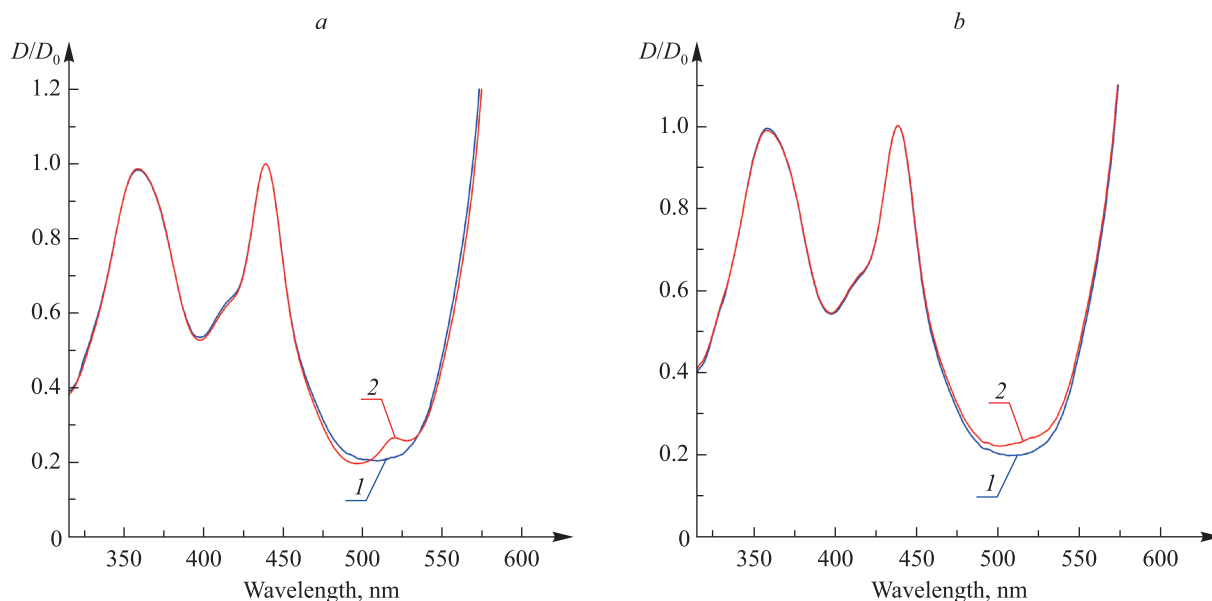


Fig. 4. Absorption spectra of the 800 $\mu\text{mol/L}$ aqueous solution of the dye 1, curve 1, and of the aqueous solution containing 792 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 1 and 8 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 2, curve 2 (*a*); absorption spectra of the 200 $\mu\text{mol/L}$ aqueous solution of the dye 1, curve 1, and of the aqueous solution containing 198 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 1 and 2 $\mu\text{mol/L}$ of the dye 2, curve 2 (*b*). All spectra are normalized at 439 nm

Summary

The express method for testing purity of the photosensitizer based on the indotricarbocyanine dye 1 was developed. This method allows for detection of contamination with the hydrophobic dye 2, when as low as 0.6 wt. % of the impurity is present. The method requires accessible equipment only (a spectrophotometer) and can be performed in a short space of time providing a possibility to directly test infusion solutions of the photosensitizer. The developed method was verified with LC-MS.

Библиографические ссылки

1. Dougherty TJ, Gomer CJ, Henderson BW, Jori G, Kessel D, Korbelik M, et al. Photodynamic therapy. *Journal of the National Cancer Institute*. 1998;90(12):889–905. DOI: 10.1093/jnci/90.12.889.
2. Agostinis P, Berg K, Cengel KA, Foster TH, Girotti AW, Gollnick SO, et al. Photodynamic therapy of cancer: an update. *CA: a Cancer Journal for Clinicians*. 2011;61(4):250–281. DOI: 10.3322/caac.20114.
3. Yuan A, Wu J, Tang X, Zhao L, Xu F, Hu Y. Application of near-infrared dyes for tumor imaging, photothermal, and photodynamic therapies. *Journal of Pharmaceutical Sciences*. 2013;102(1):6–28. DOI: 10.1002/jps.23356.
4. Самцов МП, Тарасов ДС, Воропай ЕС, Ляшенко ЛС, Петров ПТ, Насек ВМ и др. Оптимизация параметров источника фотовоздействия при фотохимиотерапии опухолевых тканей лабораторных животных. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;1:19–26.
5. Istomin YP, Alexandrova EN, Chalov VN, Zhavrid EA, Voropay ES, Samtsov MP, et al. Uptake and phototoxicity of tricarbocyanine indolenine dye covalently bound with glucose (TICS) under acidification of tumor cells environment. *Experimental Oncology*. 2004;26(3):226–231.
6. Lugovski AA, Samtsov MP, Kaplevsky KN, Tarasau D, Voropay ES, Petrov PT, et al. Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics. *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*. 2016;316:31–36. DOI: 10.1016/j.jphotochem.2015.10.008.
7. Самцов МП, Тарасов ДС, Горященко АС, Казачкина НИ, Жердева ВВ, Савицкий АП и др. Оптимизация параметров фантома для диффузионной флуоресцентной томографии биотканей *in vivo*. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;1:33–40.
8. Anderson RR, Parrish JA. The optics of human skin. *Journal of Investigative Dermatology*. 1981;77(1):13–19. DOI: 10.1111/1523-1747.ep12479191.
9. Belko NV, Samtsov MP, Gusakov GA, Tarasau DS, Lugovski AA, Voropay ES. Spectral and luminescent properties and morphology of self-assembled nanostructures of an indotricarbocyanine dye. *Journal of Applied Spectroscopy*. 2019;85(6):997–1005. DOI: 10.1007/s10812-019-00753-0.
10. Тарасов ДС, Каплевский КН, Самцов МП, Воропай ЕС. Анализ спектральных свойств многокомпонентных растворов нового индотрикарбоданинового красителя. *Вестник БГУ. Серия 1. Физика. Математика. Информатика*. 2015;2:8–12.

References

1. Dougherty TJ, Gomer CJ, Henderson BW, Jori G, Kessel D, Korbelik M, et al. Photodynamic therapy. *Journal of the National Cancer Institute*. 1998;90(12):889–905. DOI: 10.1093/jnci/90.12.889.
2. Agostinis P, Berg K, Cengel KA, Foster TH, Girotti AW, Gollnick SO, et al. Photodynamic therapy of cancer: an update. *CA: a Cancer Journal for Clinicians*. 2011;61(4):250–281. DOI: 10.3322/caac.20114.
3. Yuan A, Wu J, Tang X, Zhao L, Xu F, Hu Y. Application of near-infrared dyes for tumor imaging, photothermal, and photodynamic therapies. *Journal of Pharmaceutical Sciences*. 2013;102(1):6–28. DOI: 10.1002/jps.23356.
4. Samtsov MP, Tarasov DS, Voropay ES, Lyashenko LS, Petrov PT, Nasek VM, et al. Photodynamic therapy using the photosensitizer based on tricarbocyanine dye with polyethylene glycol on a model for tumor bearing laboratory animals. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2019;1:19–26. Russian.
5. Istomin YP, Alexandrova EN, Chalov VN, Zhavrid EA, Voropay ES, Samtsov MP, et al. Uptake and phototoxicity of tricarbocyanine indolenine dye covalently bound with glucose (TICS) under acidification of tumor cells environment. *Experimental Oncology*. 2004;26(3):226–231.
6. Lugovski AA, Samtsov MP, Kaplevsky KN, Tarasau D, Voropay ES, Petrov PT, et al. Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics. *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*. 2016;316:31–36. DOI: 10.1016/j.jphotochem.2015.10.008.
7. Samtsov MP, Tarasov DS, Goryashchenko AS, Kazachkina NI, Zherdeva VV, Savitsky AP, et al. Optimization of the phantom parameters for diffuse optical fluorescence tomography of biotissues *in vivo*. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;1:33–40. Russian.
8. Anderson RR, Parrish JA. The optics of human skin. *Journal of Investigative Dermatology*. 1981;77(1):13–19. DOI: 10.1111/1523-1747.ep12479191.
9. Belko NV, Samtsov MP, Gusakov GA, Tarasau DS, Lugovski AA, Voropay ES. Spectral and luminescent properties and morphology of self-assembled nanostructures of an indotricarbocyanine dye. *Journal of Applied Spectroscopy*. 2019;85(6):997–1005. DOI: 10.1007/s10812-019-00753-0.
10. Tarasov DS, Kaplevsky KN, Samtsov MP, Voropay ES. Analysis of spectral properties of multi-component solutions of a new indotricarbocyanine dye. *Vestnik BGU. Seriya 1. Fizika. Matematika. Informatika*. 2015;2:8–12. Russian.

Received by editorial board 02.07.2020.

PHYSICS OF ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

УДК 539.12

МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ФОТОНОВ ДЛЯ МОДУЛИРОВАННОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

И. Д. ФЕРАНЧУК¹⁾, О. Д. СКОРОМНИК²⁾, НГУЕН КУАНГ ШАН¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾Педагогический университет г. Хошимина, ул. Ан Зыонг Вьонг, 280, район 5, г. Хошимин, Вьетнам

Показано, что собственное электромагнитное поле периодически модулированного по плотности сгустка ультрарелятивистских электронов можно рассматривать как пучок эквивалентных фотонов (псевдофотонов), направленный вдоль скорости электронов. Спектр псевдофотонов включает как некогерентный вклад, пропорциональный числу электронов в сгустке, так и когерентную составляющую, которая имеет острый максимум на частоте модуляции. Метод эквивалентных фотонов может быть использован для описания взаимодействия сгустка электронов с кристаллом, которое приводит к генерации когерентного параметрического рентгеновского излучения от модулированных сгустков, выходящих из ондулятора рентгеновского лазера на свободных электронах. Это дает возможность получения импульсов рентгеновского излучения, направленных под большим углом

Образец цитирования:

Феранчук ИД, Скоромник ОД, Нгуен Куанг Шан. Метод эквивалентных фотонов для модулированного пучка электронов. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:24–31.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-24-31>

For citation:

Feranchuk ID, Skoromnik OD, Nguyen Quang San. Method of the equivalent photons for modulated electron beam. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:24–31. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-24-31>

Авторы:

Илья Давыдович Феранчук – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета.

Олег Дмитриевич Скоромник – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник группы компьютерной физики.

Нгуен Куанг Шан – аспирант кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета. Научный руководитель – И. Д. Феранчук.

Authors:

Ilya D. Feranchuk, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.

feranchuk@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0003-0476-8634>

Oleg D. Skoromnik, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the group of computational physics.

olegskor@gmail.com

Nguyen Quang San, postgraduate student at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.

quangsanbsu@gmail.com

к скорости электронов, где интенсивность фонового излучения существенно уменьшена. Определены условия, при которых спектрально-угловые характеристики распределения когерентных псевдофотонов могут быть сравнимы с аналогичными величинами для импульсов рентгеновского лазера.

Ключевые слова: самомодуляция пучка электронов; когерентное рентгеновское излучение в лазерах на свободных электронах; параметрическое рентгеновское излучение.

METHOD OF THE EQUIVALENT PHOTONS FOR MODULATED ELECTRON BEAM

I. D. FERANCHUK^a, O. D. SKOROMNIK^b, NGUYEN QUANG SAN^a

^a*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*

^b*Ho Chi Minh City University of Education,*

280 An Duong Vuong Street, 5 District, Ho Chi Minh City, Vietnam

Corresponding author: I. D. Feranchuk (feranchuk@bsu.by)

It is shown in this work that electromagnetic self-field of the periodically density modulated electron bunch can be considered as the beam of the equivalent photons (pseudo-photons), collimated along the electron velocity. Pseudo-photon spectrum includes both the incoherent contribution being proportional to number of electrons in the bunch and the coherent part with the sharp maximum corresponding the modulation frequency. Method of the equivalent photons can be applied for description of the interaction between the electron bunch and a crystal that leads to generation of the coherent parametric X-ray radiation by the modulated bunches exited from the undulator of the X-ray free electron laser. It provides the possibility to obtain the X-ray pulses directed at the large angle to the electron velocity where intensity of the background radiation essentially decreased. It is defined the conditions when the spectral and angular distributions of the coherent pseudo-photons can be compared with the analogous values for the pulses of the X-ray laser.

Keywords: self-modulation of the electron bunch; coherent X-ray radiation from the X-ray free electron laser; parametric X-ray radiation.

Введение

Хорошо известно [1], что когерентное рентгеновское излучение в рентгеновских лазерах на свободных электронах (РЛСЭ) возникает при прохождении пучка релятивистских электронов через ондулятор, который выполняет две функции. С одной стороны, вследствие механизма самоусиления спонтанного излучения (*self-amplified spontaneous emission*, SASE) в нем происходит образование периодической последовательности микросгустков из первоначально однородного электронного импульса. В результате плотность электронов в импульсе становится периодически модулированной с периодом λ_0 , соответствующим резонансной длине волны ондулятора. С другой стороны, в данном устройстве происходит формирование импульса когерентного ондуляторного излучения на резонансной частоте $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ (c – скорость света), возникающего на выходе из РЛСЭ. При этом когерентное излучение модулированного пучка сосредоточено в узком конусе вдоль направления движения электронов, а совпадение (резонанс) между частотой модуляции пучка и частотой испускаемых фотонов обеспечивается автоматически, поскольку они определяются одним и тем же механизмом ондуляторного излучения. В настоящее время подобная схема генерации реализована на ускорителях в Стэнфорде (США) и Гамбурге (Германия). Основные преимущества излучения от РЛСЭ, по сравнению с излучением от других рентгеновских источников, связаны с высокой спектральной мощностью когерентного импульса фотонов, что открывает широкие возможности в исследованиях динамики различных процессов в конденсированных средах [1].

Характерные параметры импульса рентгеновского излучения в современных РЛСЭ определяются следующими значениями [1]: длительность импульса – 10^{-13} – 10^{-12} с; угловая расходимость – 10^{-4} рад; относительная спектральная ширина – 10^{-3} ; число фотонов в импульсе – 10^{12} – 10^{13} .

Рассмотрим, однако, схему генерации излучения, при которой эти две функции разделены. Для этого предположим, что на выходе из ондулятора модулированный электронный импульс проходит через монокристаллическую мишень, в которой происходит генерация параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) с частотой ω_B , зависящей от структуры кристалла и угла θ_B между его плоскостями

и направлением скорости электронов. При этом, как было недавно показано в работе [2], наибольшая интенсивность ПРИ достигается при скользящем движении пучка электронов вдоль поверхности монокристалла, в то время как рентгеновское излучение генерируется под большим углом $2\theta_B$ к направлению скорости электронов. Угол θ_B можно выбрать таким образом, чтобы выполнялось резонансное условие $\omega_B \approx \omega_0$. Тогда наряду с основным импульсом рентгеновского излучения от РЛСЭ возникнет импульс когерентного ПРИ от модулированного электронного импульса. При этом пучок фотонов, соответствующий ПРИ, будет направлен под большим углом к направлению движения электронов, что расширяет возможности использования РЛСЭ.

Целью настоящей работы является определение условий, при которых ПРИ от модулированного по плотности электронного сгустка будет наиболее интенсивным.

Спектральная плотность эквивалентных фотонов периодически модулированного сгустка электронов

Для анализа взаимодействия модулированного пучка со средой можно использовать эффективный и наглядный метод описания электромагнитных процессов, основанный на концепции эквивалентных фотонов (псевдофотонов) [3–5]. Этот подход основан на том, что собственное электромагнитное поле заряженной частицы по своим характеристикам эквивалентно пучку псевдофотонов со спектрально-угловой плотностью распределения $n(\vec{k})$ и малой угловой расходимостью, которая определяется релятивистским фактором частицы. В результате дифференциальное сечение перехода ($i \Rightarrow f$) между начальным и конечным состояниями рассматриваемой системы $d\sigma_{if}^e$ при ее взаимодействии с релятивистской заряженной частицей, движущейся со скоростью $\vec{v}$, представляется в виде

$$d\sigma_{if}^e = n(\vec{k}) d\sigma_{if}^{ph}(\omega, \vec{k}_\perp) d\omega d\vec{k}_\perp, \quad (1)$$

где $d\sigma_{if}^{ph}(\omega, \vec{k}_\perp)$ – сечение исследуемого перехода под действием фотона с частотой ω и волновым вектором $\vec{k} = \left(\frac{\omega \vec{v}}{v}; \vec{k}_\perp \right)$.

Спектрально-угловое распределение эквивалентных фотонов, связанных с одной заряженной частицей, хорошо известно [3–5] и является гладкой функцией частоты. Поэтому возможные пики в вероятности рассматриваемого процесса определяются частотами ω_m , при которых сечение $d\sigma_{if}^{ph}(\omega, \vec{k}_\perp)$ имеет максимумы. Это утверждение справедливо и при некогерентном сложении полей заряженных частиц однородного пучка, состоящего из N равномерно распределенных в пространстве частиц, так что спектрально-угловая плотность псевдофотонов однородного пучка электронов равна $Nn(\vec{k})$.

Однако, как было указано выше, при выходе из ондулятора РЛСЭ плотность электронов в сгустке вследствие механизма SASE является периодической функцией координат с периодом λ_0 . Можно ожидать, что это приводит к существенному изменению спектральной плотности псевдофотонов и возникновению в ней пиков на гармониках частоты $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$. Если положение такого пика совпадает с одной из частот ω_m , то происходит резонансное увеличение сечения $d\sigma_{if}^e$ рассматриваемого процесса.

Вычислим спектральную плотность эквивалентных фотонов периодически модулированного сгустка электронов для получения когерентного рентгеновского излучения на основе ПРИ.

В области энергии фотонов, много меньшей энергии частицы ($\omega \ll E$), спектр псевдофотонов можно получить на основе классического рассмотрения электромагнитного поля [3] (используется натуральная система единиц с $\hbar = c = 1$). Векторный $\vec{A}(\vec{r}, t)$ и скалярный $\phi(\vec{r}, t)$ потенциалы поля, создаваемого пучком электронов с зарядом e , равномерно движущихся в вакууме, определяются уравнениями

$$\begin{aligned} \square \vec{A} &= -4\pi e \sum_a^N v_a \delta(\vec{r} - \vec{v}_a t - \vec{r}_a), \\ \square \phi &= -4\pi e \sum_a^N \delta(\vec{r} - \vec{v}_a t - \vec{r}_a), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\vec{r}_a$, $\vec{v}_a$ – координата и скорость частицы пучка; N – число частиц в сгустке.

Используя фурье-разложение потенциалов в уравнениях (2), находим следующие выражения для электромагнитных полей:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_a^N \vec{E}_a(\vec{r}, t), \quad \vec{E}_a(\vec{r}, t) = -\frac{ie}{2\pi^2} \int d\vec{k} \frac{\vec{k} - \vec{v}_a (\vec{k} \vec{v}_a)}{k^2 - (\vec{k} \vec{v}_a)^2} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{v}_a t - \vec{r}_a)},$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \sum_a^N [\vec{v}_a \vec{E}_a(\vec{r}, t)]. \quad (3)$$

Предположим, что пучок релятивистских электронов обладает достаточно малой угловой расходимостью, так что скорость отдельной частицы можно представить в виде

$$\vec{v}_a = \vec{v} + \vec{v}'_a, \quad v'_a \ll v; \quad 1 - v^2 = \frac{m^2}{E^2} \equiv \gamma^{-2} \ll 1.$$

Ось z направим вдоль средней скорости пучка $\vec{v}$ и предположим, что угловая расходимость частиц пучка относительно этой оси $\theta_a < \gamma^{-1}$. Флуктуации модуля скорости частиц связаны с некогерентностью пучка по энергии и удовлетворяют условию $|v_a - v| \approx \gamma^{-2} \frac{\Delta E}{E} \ll \gamma^{-2}$. Тогда компоненты вектора $\vec{v}'_a$, определяющего флуктуации скоростей частиц в пучке с точностью до слагаемых γ^{-2} , можно представить в виде

$$\vec{v}'_a = \vec{\theta}_a - \frac{\theta_a^2}{2} \vec{e}_z, \quad \theta_a^2 = \theta_{ax}^2 + \theta_{ay}^2, \quad \vec{\theta}_a = \theta_{ax} \vec{e}_x + \theta_{ay} \vec{e}_y,$$

где $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ — единичные векторы.

В принятом приближении знаменатель в выражении (3) для поля имеет вид

$$k_z^2 \gamma^{-2} + (\vec{k}_\perp - k_z \vec{\theta}_a)^2,$$

который показывает, что основной вклад в амплитуду поля определяется значениями

$$\theta_a \approx \frac{k_\perp}{k_z} \approx \gamma^{-1},$$

и при этих условиях поле с точностью до γ^{-1} является поперечным $|E_z| \approx \gamma^{-1} |E_\perp|$:

$$\vec{E}_\perp(\vec{r}, t) = \sum_a^N \vec{E}_{a\perp}(\vec{r}, t),$$

$$\vec{E}_{a\perp}(\vec{r}, t) = -\frac{ie}{2\pi^2} \int d\vec{k} \frac{\vec{k}_\perp - \vec{\theta}_a k_z}{k_z^2 \gamma^{-2} + (\vec{k}_\perp - k_z \vec{\theta}_a)^2} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{v}_a t - \vec{r}_a)},$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = [\vec{v} \vec{E}_\perp(\vec{r}, t)].$$

Проекция потока энергии электромагнитного поля, связанного с пучком частиц, на ось z определяется выражением [3]

$$\Pi = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy dt [\vec{E} \vec{H}]_z = \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy dt |\vec{E}_\perp|^2 \approx$$

$$\approx \frac{e^2}{2v\pi^2} \sum_a \sum_b \int d\vec{k} \frac{(\vec{k}_\perp - \vec{\theta}_a k_z)(\vec{k}_\perp - \vec{\theta}_b k_z)}{(k_z^2 \gamma^{-2} + (\vec{k}_\perp - k_z \vec{\theta}_a)^2)(k_z^2 \gamma^{-2} + (\vec{k}_\perp - k_z \vec{\theta}_b)^2)} e^{i\vec{k}(\vec{r}_b - \vec{r}_a)} e^{iz\vec{k}(\vec{v}'_a - \vec{v}'_b)}.$$

Этот поток можно разбить на две части:

$$\Pi = \Pi_{sp} + \Pi_{coh}.$$

Некогерентный поток Π_{sp} соответствует слагаемым с $a = b$, и для него после интегрирования по переменной $(\vec{k}_\perp - \vec{\theta}_a k_z) \Rightarrow \vec{k}_\perp$ получается обычное выражение для спектральной плотности псевдофотонов:

$$\Pi_{sp} = \frac{e^2}{2v\pi^2} N \int d\vec{k} \frac{k_{\perp}^2}{[k_z^2 \gamma^{-2} + \vec{k}_{\perp}^2]^2} = \int \omega n(\omega) d\omega, \quad (4)$$

$$n_{sp}(\omega) = N \frac{2e^2}{\pi\omega} \ln\left(\frac{m\gamma}{\omega}\right), \quad |\vec{k}_{\perp} - \vec{\theta}_a| \approx \omega\gamma^{-1}.$$

Когерентная часть потока Π_{coh} имеет следующий вид:

$$\Pi_{coh} = \frac{e^2}{2v\pi^2} \int d\vec{k} |\vec{F}(\vec{k})|^2,$$

$$\vec{F}(\vec{k}) = \sum_a \frac{\vec{k}_{\perp} - \vec{\theta}_a k_z}{k_z^2 \gamma^{-2} + (\vec{k}_{\perp} - k_z \vec{\theta}_a)^2} e^{-i\vec{k}\vec{r}_a} e^{iz\vec{k}\vec{v}'_a}, \quad \vec{v}'_a = v\vec{\theta}_a.$$

Для вычисления формфактора $\vec{F}(\vec{k})$ нужно усреднить полученное выражение с учетом распределения электронов сгустка в РЛСЭ [1]. Суммирование по координатам и скоростям электронов в модулированном пучке можно представить как

$$\sum_a = N \int d\vec{r} d\vec{\theta} f(\vec{r}) \rho(\vec{\theta})$$

с нормированными на единицу функциями распределения

$$\rho(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi\sigma_a^2} \exp\left[-\frac{(\theta_x^2 + \theta_y^2)}{\sigma_a^2}\right],$$

$$f(\vec{r}) = \frac{1}{\pi\sigma_b^2} \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{\sigma_b^2}\right] \left\{ 1 + \frac{1}{K} \sum_{n=1}^K \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_c} \exp\left[-\frac{(z - nd)^2}{\sigma_c^2}\right] \right\},$$

где величина σ_a обуславливает угловой разброс направлений скорости, а σ_b – среднеквадратичный разброс по поперечным координатам. Параметр $\xi = \exp\left[-\frac{d^2}{4\sigma_c^2}\right] < 1$ определяет глубину модуляции в сгустке (т. е. отношение амплитуды осцилляций плотности к средней плотности электронов в пучке), от которой, в свою очередь, зависят флуктуации периода модуляции $\sigma_c \ll d$ [6]; d – период модуляции сгустка длиной $L = Kd$ и число микросгустков $K \gg 1$.

При усреднении по координатам электронов постоянная составляющая плотности потока не дает вклада в Π_{coh} , а вычисление интегралов от периодической составляющей приводит к следующему результату:

$$\int d\vec{r} f(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} = \exp\left[-\frac{(k_x^2 + k_y^2)\sigma_b^2}{4}\right] \frac{1}{K} \sum_{l=0}^K e^{-ik_z ld} \exp\left[-\frac{k_z^2 \sigma_c^2}{4}\right] =$$

$$= \exp\left[-\frac{(k_x^2 + k_y^2)\sigma_b^2}{4}\right] \frac{1 - e^{iLk_z}}{K(1 - e^{idk_z})} \exp\left[-\frac{k_z^2 \sigma_c^2}{4}\right].$$

Усреднение формфактора по угловому разбросу электронов в сгустке сводится к вычислению интеграла

$$I = \frac{1}{k_z} \int d\vec{\theta} \frac{1}{\pi\sigma_a^2} e^{-\vec{\theta}^2/\sigma_a^2} \frac{\vec{\theta}_k - \vec{\theta}}{\gamma^{-2} + (\vec{\theta}_k - \vec{\theta})^2} e^{izk_z v \vec{\theta}_k \vec{\theta}}, \quad \vec{\theta}_k = \frac{\vec{k}_{\perp}}{k}.$$

Характерный угловой разброс псевдофотонов определяется параметром $\theta_k \approx \gamma^{-1}$, так что влиянием углового разброса электронов на связанный с ними спектр псевдофотонов можно пренебречь при выполнении условия

$$\theta \approx \sigma_a \ll \gamma^{-1},$$

которое может быть достигнуто для реальных эмиттансов релятивистских пучков [7]. Тогда искомым интеграл равен

$$I = \frac{1}{k} \frac{\bar{\theta}_k}{\gamma^{-2} + \bar{\theta}_k^2} e^{-(zkv)^2 \sigma_a^2 \bar{\theta}_k^2 / 4}.$$

В результате для когерентной части потока псевдофотонов находим

$$\begin{aligned} \Pi_{coh} = N^2 \frac{e^2}{2v\pi^2} \xi \int_0^\infty dk \int d\bar{\theta}_k \frac{\bar{\theta}_k^2}{(\gamma^{-2} + \bar{\theta}_k^2)^2} e^{-(zkv)^2 \sigma_a^2 \bar{\theta}_k^2 / 2} e^{-\bar{\theta}_k^2 k^2 \sigma_b^2 / 2} \times \\ \times \left| \frac{1 - e^{iLk_z}}{K(1 - e^{idk_z})} \exp \left[\frac{-k_z^2 \sigma_c^2}{4} \right] \right|^2. \end{aligned}$$

Вычислим интеграл по углам:

$$\begin{aligned} J = \int d\bar{\theta}_k \frac{\bar{\theta}_k^2}{(\gamma^{-2} + \bar{\theta}_k^2)^2} e^{-a^2 \bar{\theta}_k^2}, \quad a^2 = \frac{1}{2} [(zkv)^2 \sigma_a^2 + k^2 \sigma_b^2]. \\ J = \pi \int_0^\infty dx \frac{x}{(\gamma^{-2} + x)^2} e^{-a^2 x} = \pi \left[\int_0^\infty dx \frac{1}{\gamma^{-2} + x} e^{-a^2 x} - \int_0^\infty dx \frac{\gamma^{-2}}{(\gamma^{-2} + x)^2} e^{-a^2 x} \right] = \\ = \pi \left[-e^{a^2 \gamma^{-2}} Ei(-a^2 \gamma^{-2}) (1 + \gamma^{-2} a^2) - 1 \right], \end{aligned}$$

где $Ei(x)$ – интегральная показательная функция.

В результате когерентная составляющая спектральной плотности псевдофотонов принимает вид ($k_z \approx \omega$)

$$n_{coh}(\omega) \approx N^2 \frac{e^2}{2v\pi\omega} \frac{d^2}{L^2} \left[-e^{a^2 \gamma^{-2}} Ei(-a^2 \gamma^{-2}) (1 + \gamma^{-2} a^2) - 1 \right] \left| \frac{1 - e^{iL\omega}}{1 - e^{id\omega}} \right|^2 e^{-\omega^2 \sigma_c^2 / 2d^2}. \quad (5)$$

Спектральная плотность когерентных псевдофотонов имеет острые максимумы при частотах $\omega_n = \frac{2\pi n}{d}$, причем основной вклад в (5) вносит первая гармоника, соответствующая $n = 1$:

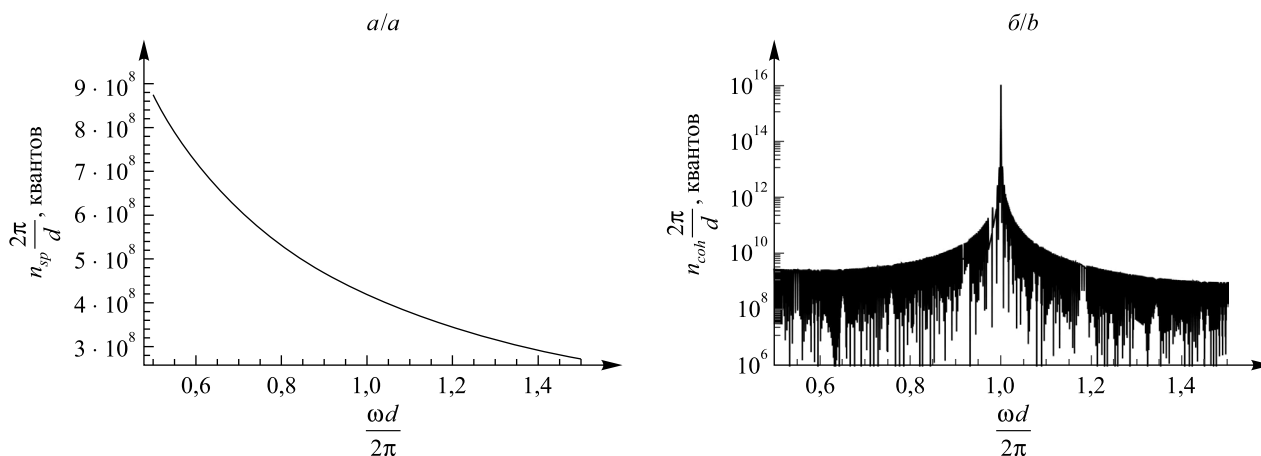
$$\begin{aligned} n_{coh}(\omega) \approx N^2 \frac{e^2}{2v\pi\omega} \frac{d^2}{L^2} \left[-e^{a^2 \gamma^{-2}} Ei(-a^2 \gamma^{-2}) (1 + \gamma^{-2} a^2) - 1 \right] \times \\ \times \frac{\sin^2 \left[\frac{1}{2} L \left(\omega - \frac{2\pi}{d} \right) \right]}{\sin^2 \left[\frac{1}{2} d \left(\omega - \frac{2\pi}{d} \right) \right]} e^{-2\pi^2 \sigma_c^2 / d^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

при этом, как было указано выше, множитель $\xi = e^{-2\pi^2 \sigma_c^2 / d^2}$ определяет глубину модуляции сгустка, которая зависит от среднеквадратичной флуктуации периода модуляции $\sigma_c \ll d$.

Сравним вклады когерентной (5) и некогерентной (4) составляющих в распределение псевдофотонов для параметров пучка электронов, соответствующих РЛСЭ [7]:

$$\begin{aligned} \gamma^{-1} = \frac{0,511}{6,7 \cdot 10^3} \approx 8 \cdot 10^{-5}, \quad k \approx 10^{10} \text{ м}^{-1}, \quad N \approx 1 \text{ нС} \approx 6 \cdot 10^9, \quad \frac{2\pi^2 \sigma_c^2}{d^2} \approx 0,3, \\ \sigma_a = 10^{-4}, \quad \sigma_b = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}, \quad z = L = 4,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad d = 6,28 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \\ \gamma^{-2} a^2 = 6,4 \cdot 10^{-9} \cdot 0,5 \left[1,6 \cdot 10^{-7} \cdot 10^8 + 4 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{16} \right] \approx 0,03. \end{aligned}$$

На рисунке приведено сравнение спектральных плотностей потока некогерентных и когерентных псевдофотонов при указанных параметрах сгустка электронов.



Спектральная плотность распределения псевдофотонов модулированного пучка:
а – некогерентных; б – когерентных в логарифмическом масштабе
Spectral distribution density of pseudo-photons of the modulated beam:
a – incoherent; b – coherent in the logarithmic scale

Оценим число некогерентных псевдофотонов в интервале частот $\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 10^{-3}$, характерном для импульса рентгеновского излучения в РЛСЭ.

$$N_{sp} = N \frac{2e^2}{\pi} \ln \frac{m\gamma}{\omega} \frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 10^9 \cdot 10^{-5} \approx 10^4,$$

что существенно меньше величины, соответствующей импульсу РЛСЭ.

В то же время интегрирование формулы (6) по такому же интервалу вблизи частоты $\omega_0 = \frac{2\pi}{d}$ дает число псевдофотонов, сопоставимое с числом реальных фотонов в импульсе РЛСЭ [7].

$$N_{coh} = N^2 \frac{e^2}{2} \frac{1}{\omega_0 L} \approx 3,6 \cdot 10^{19} \cdot \frac{1}{137} \cdot \frac{1}{8 \cdot 10^4} \approx 4,5 \cdot 10^{12}.$$

В соответствии с соотношением (1) процесс излучения определяется рассеянием псевдофотонов, что приводит к их преобразованию в реальные фотоны. Таким образом, вероятность излучения фотона от пучка электронов достигает максимального значения для таких частот фотона, при которых максимум спектральной плотности псевдофотонов совпадает с наибольшей величиной сечения рассеяния $d\sigma_{if}^{ph}(\omega, \vec{k}_\perp)$ для определенного механизма излучения. Как было показано в работе [8], в случае ПРИ полная вероятность такого рассеяния в интервале углов $\Delta\theta \approx \gamma^{-1}$ и частот $\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \gamma^{-1}$ стремится к 1. Это означает, что в указанных интервалах происходит полное преобразование псевдофотонов в реальные фотоны. В данном случае значение N_{coh} определяет число фотонов в импульсе, соответствующее рассматриваемому механизму ПРИ, и имеет тот же порядок величины, что и в импульсе РЛСЭ. Подчеркнем, что метод эквивалентных фотонов позволяет оценить интегральное число фотонов в импульсе, однако для расчета детальной структуры спектра ПРИ необходимо использовать более полную теорию этого механизма излучения [2], что будет рассмотрено в отдельной работе. Следует также отметить, что метод эквивалентных фотонов может быть применен и при вычислении поля произвольного распределения зарядов в калибровке Кулона, исследованного недавно в статье [9].

Заключение

Таким образом, в работе показано, что спектр эквивалентных фотонов периодически модулированного сгустка электронов на выходе из ондулятора РЛСЭ содержит когерентную составляющую, которая дает возможность получения дополнительных импульсов рентгеновского излучения под большим углом к направлению движения пучка электронов в ондуляторе [8]. Число фотонов в таких импульсах имеет тот же порядок величины, что и количество фотонов, которые испускаются в РЛСЭ в направлении движения электронов. Высокая спектральная плотность эквивалентных фотонов может быть также использована для накачки рентгеновского лазера при когерентной фотоионизации с внутренних оболочек атомов [10].

Библиографические ссылки

1. Huang Z, Kim K-J. Review of X-ray free-electron laser theory. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2007;10:034801. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.10.034801.
2. Skoromnik OD, Baryshevsky VG, Ulyanenko AP, Feranchuk ID. Radical increase of the parametric X-ray intensity under condition of extremely asymmetric diffraction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2017;412:86–92. DOI: 10.1016/j.nimb.2017.09.013.
3. Ахиезер АИ, Берестецкий ВБ. *Квантовая электродинамика*. Москва: Наука; 1969. 623 с.
4. Ter-Mikaelian ML. *High-energy electromagnetic processes in condensed media*. New York: Wiley; 1972. 457 p.
5. Берестецкий ВБ, Лифшиц ЕМ, Питаевский ЛП. *Релятивистская квантовая теория. Часть I*. Москва: Наука; 1968. 479 с.
6. Adams BW, Christian B, Cavaletto SM, Evers J, Harman Z, Keitel CH, et al. X-ray quantum optics. *Journal of Modern Optics*. 2013;60(1):2–21. DOI: 10.1080/09500340.2012.752113.
7. Feldhaus J, Krikunova M, Meyer M, Moller Th, Moshhammer R, Rudenko A, et al. AMO science at the FLASH and European XFEL free-electron laser facilities. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2013;46(16):164002. DOI: 10.1088/0953-4075/46/16/164002.
8. Skoromnik O, Feranchuk I, Lu DV. Parametric X-ray radiation in the Smith – Purcell geometry for non-destructive beam diagnostics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2019;444:125–134. DOI: 10.1016/j.nimb.2019.01.003.
9. Фурс АН. Потенциалы электромагнитного поля произвольного распределения зарядов и токов в калибровке Кулона. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2017;1:43–51.
10. Benediktovich A, Majety VP, Rohringer N. Quantum theory of superfluorescence based on two-point correlation functions. *Physical Review A*. 2019;99:013839. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.013839.

References

1. Huang Z, Kim K-J. Review of X-ray free-electron laser theory. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2007;10:034801. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.10.034801.
2. Skoromnik OD, Baryshevsky VG, Ulyanenko AP, Feranchuk ID. Radical increase of the parametric X-ray intensity under condition of extremely asymmetric diffraction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2017;412:86–92. DOI: 10.1016/j.nimb.2017.09.013.
3. Akhiezer AI, Berestetsky VB. *Kvantovaya elektrodinamika* [Quantum electrodynamics]. Moscow: Nauka; 1969. 623 p. Russian.
4. Ter-Mikaelian ML. *High-energy electromagnetic processes in condensed media*. New York: Wiley; 1972. 457 p.
5. Berestetsky VB, Lifshitz EM, Pitaevsky LP. *Relyativistskaya kvantovaya teoriya. Chast' I* [Relativistic quantum theory. Part I]. Moscow: Nauka; 1968. 479 p. Russian.
6. Adams BW, Christian B, Cavaletto SM, Evers J, Harman Z, Keitel CH, et al. X-ray quantum optics. *Journal of Modern Optics*. 2013;60(1):2–21. DOI: 10.1080/09500340.2012.752113.
7. Feldhaus J, Krikunova M, Meyer M, Moller Th, Moshhammer R, Rudenko A, et al. AMO science at the FLASH and European XFEL free-electron laser facilities. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2013;46(16):164002. DOI: 10.1088/0953-4075/46/16/164002.
8. Skoromnik O, Feranchuk I, Lu DV. Parametric X-ray radiation in the Smith – Purcell geometry for non-destructive beam diagnostics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2019;444:125–134. DOI: 10.1016/j.nimb.2019.01.003.
9. Furs AN. The electromagnetic field potentials of an arbitrary charge and current distribution in Coulomb gauge. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2017;1:43–51. Russian.
10. Benediktovich A, Majety VP, Rohringer N. Quantum theory of superfluorescence based on two-point correlation functions. *Physical Review A*. 2019;99:013839. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.013839.

Статья поступила в редколлегию 25.06.2020.
Received by editorial board 25.06.2020.

МЕТОДЫ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ В МИКРОВОЛНОВОЙ ВЛАГОМЕТРИИ БУМАЖНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. М. СЕРДЮК¹⁾, И. А. ТИТОВИЦКИЙ¹⁾

¹⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

Дается краткий обзор некоторых фундаментальных результатов, полученных в рамках одного направления из широкого фронта исследований, проводившихся на протяжении 1970–2010-х гг. под руководством доктора технических наук, члена-корреспондента НАН Беларуси П. Д. Кухарчика, научные интересы которого были связаны с изучением физических свойств неоднородных диэлектрических и металлодержащих промышленных материалов методами голографии, голографотомографии, цифровой рентгенографии, микроволновой и инфракрасной интроскопии. На примере нескольких базовых задач рассматриваются полуаналитические методы строгого теоретического описания электромагнитных полей, возникающих при дифракции на щелях в идеально проводящих экранах произвольной толщины в отсутствие и в присутствии плоских диэлектриков для прямоугольной и цилиндрической геометрии распространения электромагнитного излучения. Показано использование данных методов для моделирования процессов измерения влагосодержания бумажного полотна с помощью объемных цилиндрических резонаторов СВЧ-диапазона со щелями, применяемых на предприятиях целлюлозно-бумажной промышленности.

Ключевые слова: строгая теория дифракции; щель; плоский диэлектрик; цилиндрический резонатор; измерение влажности.

METHODS OF THE DIFFRACTION THEORY FOR MICROWAVE AQUAMETRY OF PAPER MATERIALS

V. M. SERDYUK^a, J. A. TITOVITSKY^a

^aA. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University,
7 Kurčatava Street, Minsk 220045, Belarus

Corresponding author: V. M. Serdyuk (serdyukvm@mail.ru)

We present a short review of several fundamental results, which have been obtained within frameworks of one trend of the wide spread of investigations, carried out during 1970–2010s under the leadership of doctor of science, corresponding member of the National Academy of Sciences of Belarus P. D. Kukharchik, whose scientific interests were connected with the study of physical properties of heterogeneous dielectric and metal-containing industrial materials by the methods of holography, holographotomography, digital radiography, microwave and infrared introscopy. In this review, by the example of several base problems, we describe the semi-analytical methods of rigorous theoretical simulation of electromagnetic fields,

Образец цитирования:

Сердюк ВМ, Титовицкий ИА. Методы теории дифракции в микроволновой влагометрии бумажных материалов. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2020;3:32–45.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-32-45>

For citation:

Serdyuk VM, Titovitsky JA. Methods of the diffraction theory for microwave aquametry of paper materials. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2020;3:32–45. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-32-45>

Авторы:

Владимир Михайлович Сердюк – кандидат физико-математических наук, доцент; ведущий научный сотрудник лаборатории радиоголографии.

Иосиф Антонович Титовицкий – кандидат технических наук, доцент; ведущий научный сотрудник лаборатории радиоголографии.

Authors:

Vladimir M. Serdyuk, PhD (physics and mathematics), docent; leading researcher at the laboratory of radio holography.
serdyukvm@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0001-6323-6457>

Joseph A. Titovitsky, PhD (engineering), docent; leading researcher at the laboratory of radio holography.
titovitsky@bsu.by

arising under electromagnetic diffraction by slots in perfectly conducting screens of arbitrary thickness in absence and in the presence of plane dielectrics in the plane and cylindrical geometries of electromagnetic propagation. It demonstrates application of the these methods to simulation of processes of moisture measuring of paper sheet using microwave cavities with slots, which are employed on enterprises of pulp and paper industry.

Keywords: rigorous diffraction theory; slot; plane dielectric; cavity; measuring of moisture content.

Введение

Доктор технических наук, член-корреспондент НАН Беларуси Петр Дмитриевич Кухарчик является основоположником научного направления по изучению распространения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона в неоднородных диэлектрических материалах в нашей стране [1]. В 1970–2010-х гг. под его руководством проведен широкий фронт исследований, основной задачей которых было изучение физических свойств неоднородных диэлектрических и металлосодержащих промышленных материалов методами голографии, голографотомографии, цифровой рентгенографии, микроволновой и инфракрасной интроскопии в целях разработки новых методов измерения физических параметров неоднородных материалов и совершенствования существующих промышленных систем технологического контроля в реальном времени. Данное сообщение представляет собой краткий обзор некоторых фундаментальных результатов, полученных в рамках только одного довольно узкого направления этих исследований.

Для повышения качества и снижения энергоемкости выпускаемой продукции современным предприятиям приходится постоянно совершенствовать методы технологического контроля и автоматического управления производственными процессами. В системах такого контроля ключевую роль играют датчики физических параметров производимых материалов, которые позволяют отслеживать их состояние и состав на разных этапах технологического процесса и тем самым формируют исходную информацию для управления производством. Поэтому задача совершенствования датчиков для производственных технологических линий имеет важнейшее практическое значение.

Среди множества классов гетерогенных (неоднородных) материалов, играющих большую роль в современном производстве, особое место занимают влагосодержащие диэлектрические дисперсные системы [2], к числу которых относятся зерно, бумага, картон, ткани и т. п. [3]. Например, качество бумаги на выходе бумагоделательной машины в значительной степени определяется количественным содержанием влаги и равномерностью ее распределения по поверхности бумажного полотна. Поэтому контролю влажности исходного сырья и продукции на разных этапах производства в целлюлозно-бумажной промышленности уделяется большое внимание. Для этой цели применяются сенсорные системы, использующие в своей работе различные физические явления, но наиболее технологически приемлемыми из них считаются бесконтактные электродинамические датчики [3; 4]. Их принцип работы основан на том, что при внесении в электромагнитное поле исследуемого образца с некоторой диэлектрической проницаемостью или проводимостью меняются параметры поля (интенсивность, коэффициент поглощения, частота колебаний в резонаторе и т. д.), и по измеренным изменениям этих параметров можно определить искомые характеристики тестируемого материала [4; 5]. Электромагнитная влагометрия обычно использует сантиметровый диапазон электромагнитных волн, поскольку диэлектрическая проницаемость воды в этой частотной области значительно превышает диэлектрическую проницаемость большинства других диэлектриков, что дает возможность проводить измерения с высокой точностью. К тому же размер неоднородностей гетерогенной среды (целлюлозных волокон в составе бумажного листа) оказывается много меньше длины волны тестирующего излучения, благодаря чему в данном частотном диапазоне удастся избежать ненужного рассеяния на этих неоднородностях, так что проходящее излучение воспринимает гетерогенную среду как однородную с некоторой характерной для нее эффективной диэлектрической проницаемостью [3].

Электромагнитный датчик непосредственно измеряет параметры поля, а искомые характеристики материала определяются на основе заранее известных закономерностей [3; 4]. Обычно они устанавливаются с помощью калибровочных измерений с различными стандартными образцами, материальные характеристики которых предварительно измеряются независимыми методами. Но этот прием не вполне пригоден на этапе разработки новых и совершенствования существующих систем датчиков, когда решается задача выбора оптимальной конструкции датчика и частотного диапазона, в котором ему предстоит работать в условиях реального производства. Здесь большую пользу оказывает теоретическое моделирование, которое использует такие же математические зависимости между измеряемыми параметрами поля и искомыми физическими характеристиками исследуемого материала, но полученные теоретически на основе известных законов формирования полей в применении к конкретным условиям. Это позволяет существенно экономить затраты и материальные ресурсы на формулирование

рекомендаций для разработчиков с учетом необходимых требований. Обычно данные требования сводятся к снижению потерь энергии на бесполезное излучение во внешнее пространство, минимизации зависимости от внешних условий, повышению точности определения искомым физических параметров материала, а также к уменьшению размеров и материалоемкости датчика. Этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяют электромагнитные датчики резонаторного типа, сконструированные на основе объемных цилиндрических резонаторов сантиметрового диапазона [4]. Поле такого датчика сконцентрировано внутри полости резонатора, благодаря чему оно слабо связано с окружающим пространством и мало подвержено влиянию внешних условий. По этой причине резонаторные датчики позволяют достичь очень высокой точности измерения параметров поля и, соответственно, физических характеристик тестируемых материалов. Однако для современного производства не менее важно обеспечить работу датчиков в режиме непрерывной подачи все новых образцов тестируемого материала, для чего объемные резонаторы приходится выполнять со щелями, через которые поток исследуемого материала будет постоянно проходить через резонатор. Отсюда понятно, какой должна быть конструкция резонаторного датчика. Для плоских материалов (бумага, картон, ткань) это цилиндрический резонатор с внешней поперечной кольцевой щелью, через которую пропускается полотно движущегося материала (рис. 1). Тем самым обеспечивается малость области контакта поля с исследуемым материалом, который может иметь сильное поглощение. Основная сложность теоретического моделирования полей в таких резонаторах обусловлена наличием щели и необходимостью учета ее влияния на параметры резонансных мод, возбуждаемых в резонаторе. В настоящей работе рассматриваются теоретические методы, которые позволяют моделировать процессы дифракции на краях щелей в проводящих экранах в присутствии диэлектриков и учесть их влияние на структуру резонансного поля применительно к реальным задачам производственной влагометрии.

До недавнего времени были известны только приближенные теоретические решения задач дифракции на щелевых структурах для очень узких или широких щелей (см., например, [6–9]). Ни тот ни другой случай неприменим к датчикам на основе микроволновых резонаторов, поскольку их геометрические размеры и ширина щели оказываются порядка длины волны. Здесь можно использовать только строгие методы дифракции [6–9] или численное моделирование на основе методов конечных разностей или конечных областей [10–12]. Но эти методы не вполне пригодны для задач резонаторной дифракции [12]. Во-первых, в таких задачах неизвестна частота резонансного излучения, во-вторых, данные методы

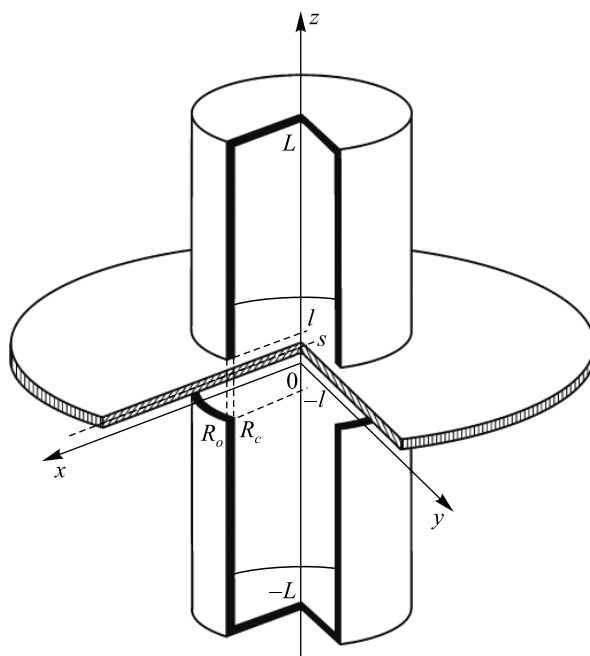


Рис. 1. Цилиндрический резонатор с поперечной кольцевой щелью и плоским бесконечным диэлектриком: R_c и R_o – внутренний и внешний радиусы проводящих цилиндрических стенок резонатора; L – полувысота резонатора; l – полуширина щели; s – вертикальное смещение диэлектрика вдоль оси резонатора от середины щели

Fig. 1. Cylindrical cavity with a transverse annular slot and a plane infinite dielectric: R_c and R_o – inner and outer radii of the conducting cylindrical walls; L – the half-height of the cavity; l – the half-width of the slot; s – vertical displacement of the dielectric along z axis from the middle of the slot

требуют исходного определения полей на расстоянии от резонансной системы, а это далеко не всегда может быть сделано корректно вследствие излучения через щели во внешнее пространство в виде расходящихся пучков и волноводных мод тестируемого плоского диэлектрика. Поэтому на начальном этапе необходимо было построить строгие решения для упрощенных моделей щелевой дифракции в прямоугольной геометрии и затем привязать эти решения к условиям резонаторной дифракции в цилиндрической геометрии. Здесь рассматриваются только стационарные задачи дифракции для монохроматического поля с временной зависимостью, определяемой гармоническим множителем $\exp(-i\omega t)$, который всюду опускается.

Дифракция на щелевых структурах прямоугольной геометрии

В декартовой системе координат для описания поля дифракции на слоистых металлдиэлектрических структурах используется представление в виде суперпозиции двух разных поляризаций – H и E (в оптике они обычно обозначаются как TE и TM). У первой из них плоскости распространения излучения ортогонален электрический вектор, а у второй – магнитный вектор. В двумерных задачах (рис. 2), когда свойства полей и дифракционных структур не зависят от одной координаты (в нашем случае это y), система уравнений Максвелла распадается на две независимые подсистемы [6–9; 13]:

$$\begin{aligned} E_y = u_H, \quad H_x = \frac{i}{k} \frac{\partial u_H}{\partial z}, \quad H_z = -\frac{i}{k} \frac{\partial u_H}{\partial x} \quad (\text{для } H\text{-поляризации}), \\ E_x = -\frac{i}{k} \frac{\partial u_E}{\partial z}, \quad E_z = \frac{i}{k} \frac{\partial u_E}{\partial x}, \quad H_y = u_E \epsilon(x) \quad (\text{для } E\text{-поляризации}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\epsilon(x)$ – кусочно-постоянная функция, равная диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ внутри области его расположения и единице вне ее; $k = \frac{\omega}{c}$ – волновое число (c – скорость света); $u_{H,E}$ – комплексная скалярная функция координат x и z , неодинаковая для разных поляризаций. Она должна удовлетворять волновому уравнению Гельмгольца [6–9; 13]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon(x) \right) u_{H,E} = 0, \quad (2)$$

но разным граничным условиям, которые следуют из известных граничных условий для электрического и магнитного векторов (1) [6–9; 13]: на идеально проводящей поверхности тангенциальные компоненты электрического вектора и нормальная компонента магнитного вектора должны обращаться в нуль, а на междиэлектрической границе тангенциальные компоненты этих векторов должны быть непрерывны. Отсюда получаем условия обращения в нуль для функции u_H и нормальной производной от u_E на проводящей поверхности и требование непрерывности для величин u_H , $\frac{\partial u_H}{\partial x}$ и $u_E \epsilon(x)$, $\frac{\partial u_E}{\partial x}$ на поверхности диэлектрика, определяемой постоянной координатой x .

Будем исходить из известного полуаналитического метода решения задачи электромагнитной дифракции плоской волны на щели в идеально проводящем экране конечной толщины [8], которая относится к числу базовых задач распространения волн (см. рис. 2, а). Данный метод исходит из стандартного разделения пространства распространения поля на три области (два полупространства слева и справа от экрана: $x \leq -d$ и $x \geq d$, а также внутренность щели: $-d \leq x \leq d$, $-l \leq z \leq l$) и разложения поля по собственным волнам каждой области [7–9]. Собственными волнами свободного пространства являются плоские волны, поэтому в полубесконечных областях вне щели решение ищется в виде [14]

$$u_{H,E} = \left\{ e^{i\alpha_0(x+d)} - (-1)^v e^{-i\alpha_0(x+d)} \right\} e^{i\beta_0 z} + (-1)^v \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{k}{\alpha} \right)^v A(\beta) e^{-i\alpha(x+d) + i\beta z} d\beta \quad (3)$$

в полупространстве $x \leq -d$ и в виде

$$u_{H,E} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{k}{\alpha} \right)^v B(\beta) e^{i\alpha(x-d) + i\beta z} d\beta \quad (3')$$

в полупространстве $x \geq d$, где

$$\alpha = \sqrt{k^2 - \beta^2}, \quad (4)$$

$\nu = 0$ для H -поляризации и $\nu = 1$ для E -поляризации. При удалении от экрана в обе стороны поля не должны возрастать, поэтому следует выбирать ветвь корня (4) с неотрицательной мнимой частью. Первые два слагаемых в правой части (3) представляют собой явно выделенные падающую и отраженную от экрана волны, а остальные интегральные слагаемые (3) и (3') – это интегральные разложения Фурье для полей на плоскостях $x = -d$ и $x = d$ соответственно, к подынтегральным амплитудам которых $A(\beta)$ и $B(\beta)$ добавлены экспоненциальные множители $\exp[\mp i\alpha(x \pm d)]$, обеспечивающие выполнение уравнения Гельмгольца (2) и описывающие распространение полей во всем пространстве от экрана.

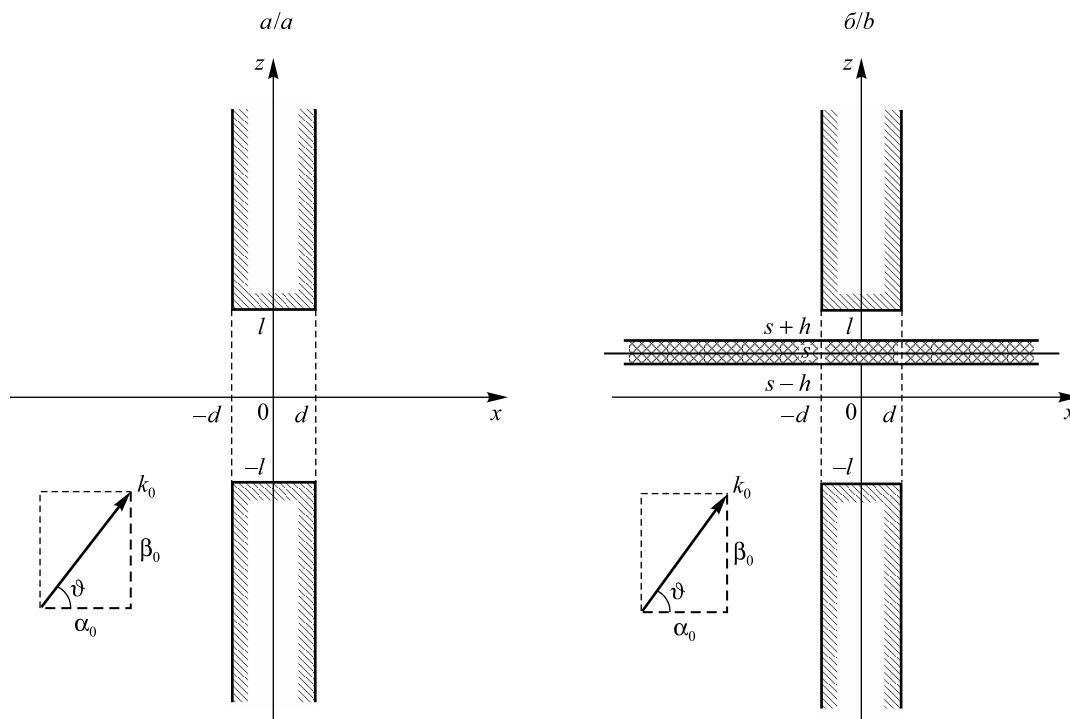


Рис. 2. Схема дифракции плоской волны на щели в проводящем экране конечной толщины:

a – щель без диэлектрика; b – щель с плоским бесконечным диэлектрическим слоем;

l – полуширина щели; d – полутолщина экрана; ϑ – угол падения волны;

h – полутолщина диэлектрика; s – смещение диэлектрика от середины щели;

$kl = 1,4$ ($l = 0,223\lambda$), $d = h = 0,5l$, $\vartheta = 30^\circ$ и $\epsilon = 4,0$

Fig. 2. Scheme of the plane-wave diffraction by a slot in a conducting screen of finite thickness:

a – a slot without a dielectric; b – a slot with a plane infinite dielectric layer; l – the slot half-width;

d – the screen half-thickness; ϑ – the angle of incidence of a wave; h – the dielectric half-thickness;

s – the displacement of the dielectric from the middle of a slot; $kl = 1.4$ ($l = 0.223\lambda$), $d = h = 0.5l$, $\vartheta = 30^\circ$ and $\epsilon = 4.0$

Однако внутренность щели представляет собой ограниченную область распространения поля, поэтому здесь оно будет характеризоваться бесконечным рядом Фурье, дискретность которого обусловлена граничными условиями для тангенциальных компонент электрического поля на проводящих границах щели $z = -l$ и $z = l$ [14]:

$$u_{H,E} = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{k}{\alpha_n^{(s)}} \right)^{\nu} \left[a_n^{(s)} \exp(i\alpha_n^{(s)}(d+x)) + (-1)^{\nu} b_n^{(s)} \exp(i\alpha_n^{(s)}(d-x)) \right] \cos(\xi_n^{(s)}z) + \right. \\ \left. + i \left(\frac{k}{\alpha_n^{(a)}} \right)^{\nu} \left[a_n^{(a)} \exp(i\alpha_n^{(a)}(d+x)) + (-1)^{\nu} b_n^{(a)} \exp(i\alpha_n^{(a)}(d-x)) \right] \sin(\xi_n^{(a)}z) \right\}, \quad (5)$$

где

$$\alpha_n^{(s,a)} = \sqrt{k^2 - (\xi_n^{(s,a)})^2}, \quad \xi_n^{(s)} = \frac{\pi}{l} \left(n - \frac{1+\nu}{2} \right), \quad \xi_n^{(a)} = \frac{\pi}{l} \left(n - \frac{\nu}{2} \right). \quad (6)$$

Поле (5) – это сумма стоячих волн, симметричных и антисимметричных (верхние индексы s и a) по тангенциальной координате z . Кроме того, вследствие конечной глубины щели $2d$ каждая такая стоячая волна характеризуется суперпозицией двух бегущих (или затухающих при $\xi_n^{(s,a)} > k$) волн по глубине (координате x) с амплитудами a_n и b_n .

На плоских границах областей $x = -d$ и $x = d$ при $z < -l$ и $z > l$ тангенциальные компоненты электрических полей должны обращаться в нуль, а при $-l < z < l$ они должны совпадать по обе стороны щели; второе требование справедливо и для магнитного поля. Отсюда получаются выражения для интегральных амплитуд через амплитуды дискретных фурье-разложений внутри щели, а также уравнения для определения последних в зависимости от направления распространения падающей волны. Тем самым решение дифракционной задачи сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений для внутрищелевых амплитуд дискретных рядов Фурье.

Эта методика формально не использует никаких приближений, связанных с шириной и толщиной щели, а потому должна давать вполне строгое решение задачи дифракции. Однако соответствующая вычислительная процедура определения внутрищелевых амплитуд хорошо работает только при достаточно большой толщине экрана (глубине щели), порядка нескольких длин волн излучения и более, в противном случае эта процедура становится неустойчивой, что не позволяет получать решение при малой глубине щели [8]. Дело в том, что для экрана конечной толщины каждая мода, в сущности, представляет собой две моды с одинаковыми параметрами, которые распространяются (или затухают) в противоположных направлениях по глубине щели (по оси x (см. рис. 2)). И если глубина щели мала, то для низших мод малым оказывается фазовый набег или затухание по толщине щели. Тогда поля таких мод будут слабо различаться на ее границах, и поэтому процедура вычисления их амплитуд становится некорректной. Оказалось, что эта трудность может быть преодолена с помощью стандартного метода тихоновской регуляризации [15] системы линейных алгебраических уравнений для амплитуд внутрищелевых мод, благодаря которому вычислительный алгоритм будет работоспособным при любой сколь угодно малой глубине щели [14]. Таким образом, добавление процедуры тихоновской регуляризации к амплитудным уравнениям повышает статус рассматриваемой модели дифракции до строгой теории [14], которая справедлива для любой толщины экрана и любой ширины щели.

Для диэлектрических измерений характерна несколько иная базовая задача щелевой дифракции с плоским бесконечным поглощающим диэлектриком, который проходит через щель (см. рис. 2, б). Здесь картина дифракции усложняется вследствие того, что необходимо учитывать отражение и преломление всех полей на границах диэлектрика как вне, так и внутри щели. Однако и эта задача может быть решена достаточно строго, если вместо мод свободного пространства использовать моды пространства с плоским диэлектриком. То есть вместо экспонент $\exp(i\beta z)$ (или $\cos(\beta z)$ и $\sin(\beta z)$), описывающих распространения плоских волн в пустых полупространствах $z < -d$ и $z > d$, следует задействовать более сложные составные функции [16]:

$$f^{(s,a)}(\beta, z) = \begin{cases} \cos[\beta(z - s - h) + \psi + \pi v - \zeta] & \text{при } z \geq s + h, \\ p \left(\frac{\beta}{\gamma} \right)^v \cos[\gamma(z - s) + \pi v - \zeta] & \text{при } s - h \leq z \leq s + h, \\ \cos[\beta(z - s + h) - \psi + \pi v - \zeta] & \text{при } z \leq s - h, \end{cases} \quad (7)$$

где s – смещение диэлектрического слоя от середины щели (см. рис. 2, б); h – полутолщина диэлектрического слоя; $\gamma = [k^2(\epsilon - 1) + \beta^2]^{1/2}$ – параметр распространения плоской волны по оси z в диэлектрике;

$\zeta = 0$ и $\zeta = \frac{\pi}{2}$ для симметричных (относительно середины диэлектрика $z = s$) и антисимметричных мод соответственно; громоздкие выражения для параметров p и ψ приведены в статье [16]. Тем самым отражение и преломление излучения на плоских границах диэлектрика учитывается автоматически. Помимо распространяющихся мод, строгий подход требует учитывать и волноводные моды плоского диэлектрического слоя [17], которые возникают вследствие дифракции исходного излучения на краях щели. Их зависимость от координаты z описывается другими составными функциями [16]:

$$w_j(z) = \begin{cases} \chi_j^- \exp[-\tau_j(z - s - h)] & \text{при } z \geq s + h, \\ \chi_j \left(\frac{\tau_j}{\gamma_j} \right)^v \cos[\gamma_j(z - s) - \phi_j] & \text{при } s - h \leq z \leq s + h, \\ \chi_j^+ \exp[\tau_j(z - s + h)] & \text{при } z \leq s - h, \end{cases}$$

где τ_j – параметр затухания моды в воздухе; $\gamma_j = [k^2(\epsilon - 1) - \tau_j^2]^{1/2}$ – параметр распространения моды в диэлектрике; $\phi_j = 0$ и $\phi_j = \frac{\pi}{2}$ для симметричных (по z) и антисимметричных мод соответственно; $\chi_j^{\pm}$ и χ_j – амплитудные параметры, определяемые из условий на границах диэлектрика [16]. Эти условия дают дополнительное уравнение для параметров распространения (затухания) волноводной моды, число решений которого счетно и конечно [16], поэтому параметры моды помечены индексом j , который соответствует номеру моды (номеру решения указанного уравнения).

Для мод щели в выражениях (5) вместо $\cos(\xi_n^{(s)} z)$ и $\sin(\xi_n^{(a)} z)$ также нужно использовать составные функции, которые получаются из (7) приравниванием к нулю самих полевых функций (для H -поляризации) или их производных (для E -поляризации) на проводящих поверхностях $z = \pm l$. Это дает трансцендентные уравнения для параметров распространения моды [16], решения которых образуют бесконечное счетное множество, аналогичное множеству параметров ряда Фурье (6) в пустой щели [14].

Метод решения дифракционной задачи с диэлектриком тот же, что и в случае пустого пространства: поля тангенциальных компонент приравниваются на границах щели, откуда определяются амплитуды мод в двух полупространствах слева и справа от экрана, и получается система линейных уравнений для амплитуд внутрищелевых мод, которую следует решать с применением процедуры тихоновской регуляризации [16]. Решение задачи дифракции, получаемое таким образом, является вполне строгим и позволяет рассчитать электромагнитное поле в любой точке пространства, в том числе и в ближней зоне. Для иллюстрации на рис. 3 показаны результаты расчетов пространственного распределения полей для двух случаев дифракции плоской волны на щели, представленных на рис. 2 (в отсутствие диэлектриков и при наличии плоского диэлектрического слоя). Сравнение рис. 3, а, и рис. 3, б, дает возможность оценить влияние плоского диэлектрика на структуру дифракционного поля. Видно, что в области перед щелью (при $x < -d$) диэлектрик создает перед собой стоячие волны, а в области за щелью (при $x > d$) заметно способствует уменьшению расхождения излучения в поперечном направлении.

Парадоксально, что до недавнего времени строгое решение более простой дифракционной задачи на щели в проводящем экране бесконечно малой толщины (рис. 4, а) не было известно (см. обсуждение этой задачи в [6–9; 13]). Между тем такое решение [18] строится совершенно аналогично решению для случая конечной толщины экрана [14], только здесь не надо учитывать распространение щелевых мод по глубине щели и, как следствие, нет необходимости в дополнительной тихоновской регуляризации амплитудных уравнений. Поля вне экрана по-прежнему определяются выражениями (3) или (3'), но по глубине экрана поле не распространяется, так что вместо (5) для одномерного поля на щели имеем [18]

$$u_{H,E} = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ a_n^{(s)} \cos(\xi_n^{(s)} z) + i a_n^{(a)} \sin(\xi_n^{(a)} z) \right\}, \quad (8)$$

где $\xi_n^{(s,a)}$ – те же параметры распространения (6) по оси z , что и в случае толстого экрана.

Подобное решение в принципе служит также решением задачи дифракции на сопряженной полосе, стоит только его переопределить для двух разных поляризаций поля [13]. Можно подойти к построению данного решения несколько с иной позиции, учитывая ограниченность области в плоскости экрана, где касательные компоненты электрического поля (или, в случае полосы, электрического тока) отличны от нуля. Как известно, функция с ограниченной областью ненулевых значений разложима в ряд Фурье. Из этого вытекает возможность представления тангенциальных компонент электрического поля или тока в виде дискретного фурье-разложения (8). Здесь только нужно учитывать одну тонкость с граничными условиями, которая не имеет существенного значения для случая конечной толщины экрана. Поверхностный ток, определяемый через разность компонент магнитного поля по обе стороны бесконечно тонкого идеального проводника, на краях этого проводника должен иметь нулевую нормальную компоненту [6]. Отсюда следует дополнительное граничное условие: на границах щели (полосы) должны обращаться в нуль тангенциальные компоненты не только для электрического, но и для магнитного поля. Для иллюстрации на рис. 5 представлены результаты расчета пространственного распределения двух компонент суммарных дифракционных полей при дифракции на щели в бесконечно тонком проводящем экране и на сопряженной бесконечно тонкой полосе.

Следует отметить один принципиальный результат для дифракционных полей вблизи тонких проводящих экранов, который определяет их асимптотику вблизи краев щели (полосы) [19]. На малом удалении от этих краев сами по себе синусоидальные и косинусоидальные фурье-моды щели (полосы) характеризуются линейной и квадратичной функцией расстояния до них. Однако большое число таких мод в сумме может давать поле, которое будет характеризоваться степенной функцией с дробным показателем. Действительно, степенная функция с дробным (положительным или отрицательным) показателем разлагается в ряд Фурье по синусам и косинусам на конечном интервале [20].

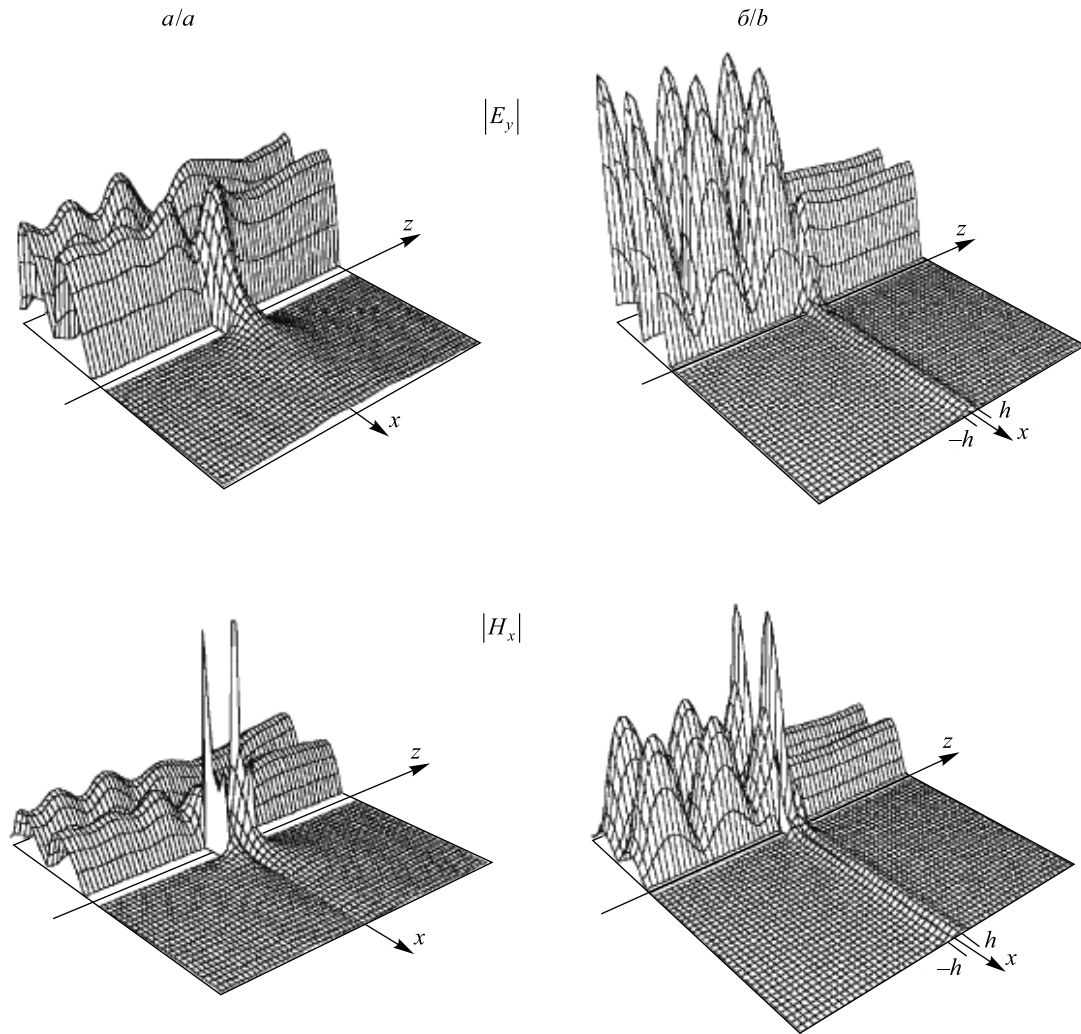


Рис. 3. Распределение величины компонент электрического E_y и магнитного H_x полей в пространстве при дифракции H -поляризованной плоской волны на щели в проводящем экране: a – без диэлектрика; $б$ – с плоским диэлектрическим слоем

Fig. 3. Spatial distribution of the values of the electric E_y and magnetic H_x components of the fields at the diffraction of the H -polarized plane wave by a slot in a conducting screen: a – without of a dielectric; $б$ – with a plane dielectric layer

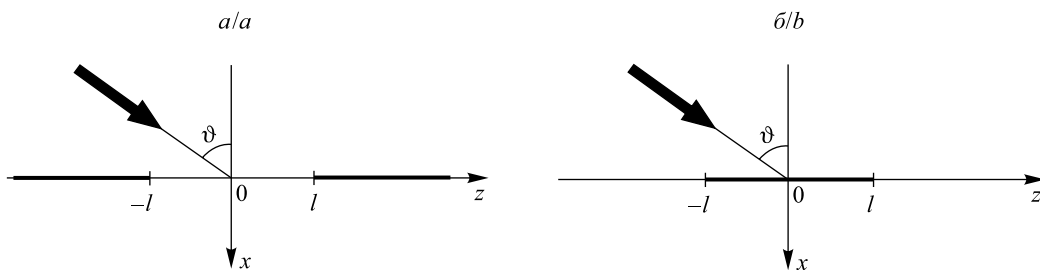


Рис. 4. Дифракция плоской волны на щели в тонком плоском экране (a) и на тонкой полосе ($б$): l – полуширина щели (полосы); ϑ – угол падения волны на плоскость экрана (полосы)

Fig. 4. Plane-wave diffraction by a slot in a thin screen (a) and by a thin strip ($б$): l – the half-width of a slot (strip); ϑ – the angle of wave incidence upon the plane of a screen (strip)

Подобная ситуация имеет место и для дифракционных полей вблизи краев щели (полосы). Расчеты показали [19], что краевая асимптотика дифракционных полей для щели и полосы соответствует степенной функции с показателем, меньшим единицы по абсолютной величине, благодаря чему выполняется условие конечности энергии поля в любой сколь угодно малой пространственной области на краю [12]. Эта величина (порядка 0,6 и 0,4) [19] отличается от показателя асимптотической степенной формулы для уединенной полуплоскости, который согласно классическому решению Зоммерфельда [6–9; 13] равен 0,5. Но при достаточно большой ширине щели (полосы) величина показателя степени, естественно, будет стремиться к зоммерфельдовскому значению. Правда, оценки показывают, что для этого произведение волнового числа на полуширину щели должно достигать не менее 1000.

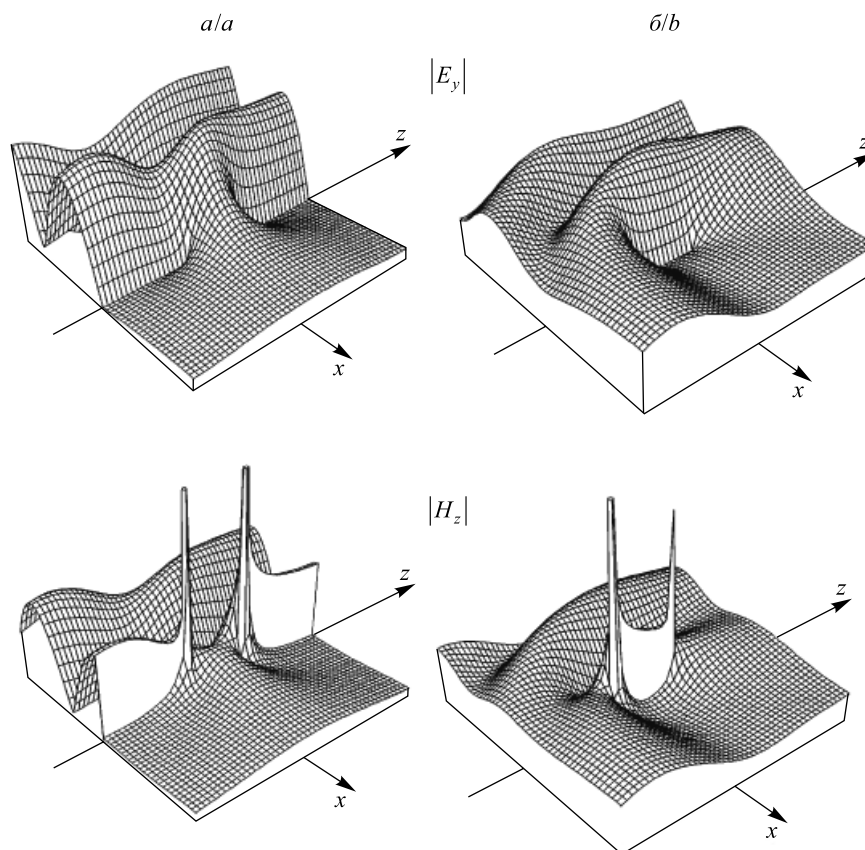


Рис. 5. Пространственное распределение величины компонент электрического и магнитного полей при дифракции H -поляризованной плоской волны на щели (а) и на полосе (б) при $kl = 1,2$ и $\vartheta = 30^\circ$

Fig. 5. Spatial distribution of the values of the electric and magnetic field components when the H -polarized plane wave diffracts on a slot (a) and on a strip (b) at $kl = 1.2$ and $\vartheta = 30^\circ$

Резонаторная дифракция на щели в структурах цилиндрической геометрии

Рассмотренные выше базовые дифракционные задачи прямоугольной геометрии могут служить основой решения задач резонаторной щелевой дифракции в цилиндрической геометрии. Особенности таких задач обусловлены более сложным видом полей в цилиндрической системе координат [6; 9], чем в прямоугольной (1). Теперь H - и E -поляризации поля, вообще говоря, не являются независимыми друг от друга: для азимутально-неоднородных полей невозможно удовлетворить граничным условиям на краях цилиндрической щели полем только одной поляризации [6]. То есть дифракция на краю щели поля H -поляризации приводит к появлению компонент полей E -поляризации и наоборот. Далее, радиальная зависимость полей здесь будет определяться не экспонентой, а функцией Бесселя или Ханкеля. Кроме того, в задачах резонаторной дифракции неизвестна частота (волновое число) собственных колебаний резонатора, которая находится из условия равенства нулю определителя системы амплитудных уравнений [12].

Задачу расчета параметров полей собственных колебаний объемного резонатора со щелью и диэлектриком можно интерпретировать как задачу дифракции какой-либо простой моды собственно цилиндрического резонатора на щели с этим диэлектриком. Для ее решения допускается использовать метод частичных областей [7; 9; 12; 13]. Однако в присутствии диэлектрика, проходящего через щель, нужно еще учесть отражение и преломление полей на его границах. Для этого можно использовать составные моды [16], которые описаны выше для прямоугольной геометрии и изначально удовлетворяют всем необходимым условиям на границах диэлектрика.

Рассмотрим цилиндрический резонатор с идеально проводящими стенками конечной толщины, ось которого совпадает с осью z цилиндрической системы координат $\rho\phi z$, а границы боковых стенок – с цилиндрическими поверхностями $\rho = R_o$ и $\rho = R_c$ (см. рис. 1). Пусть в резонаторе через поперечную щель с краями $z = \pm l$ пропущен бесконечный плоский диэлектрик с границами $z = s - h$ и $z = s + h$, где $2h$ – его толщина, а s – вертикальное смещение от середины щели $z = 0$. Диэлектрик считаем анизотропным и полагаем, что в декартовой системе координат xuz (см. рис. 1) его тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_o & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_e \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Допускается заметное различие величин диагональных компонент ϵ_o и ϵ_e и их комплексность (наличие поглощения). Подобные свойства характерны для многих диэлектрических материалов, в частности для бумаги [21]. Математическая формулировка дифракционной задачи и метод ее решения аналогичны методу решения задачи дифракции на щели в прямоугольной геометрии. Поля в различных областях (внутри и вне резонатора, внутри щели) строятся в виде суперпозиции собственных мод данных областей с неизвестными амплитудами, только здесь радиальная зависимость этих мод дается функциями Бесселя и Ханкеля. Граничные условия на щели (при $\rho = R_c$ и $\rho = R_o$) позволяют выразить амплитуды всех мод внутри резонатора и во внешнем пространстве через амплитуды внутрищелевых мод, а также получить для них систему линейных алгебраических уравнений, как это было в случае дифракции на плоском экране со щелью. Стационарный подход определения собственных колебаний объемных резонаторов формально-математически не учитывает присутствие источников возбуждения. Поэтому, в отличие от рассмотренных выше задач прямоугольной геометрии, здесь для амплитуд внутрищелевых мод имеем систему однородных уравнений. Частота резонансных колебаний (точнее, комплексное волновое число k) есть результат численного решения трансцендентного уравнения, получаемого из условия равенства нулю определителя этой системы.

Волновое число $k = \frac{\omega}{c}$ и частота ω собственных колебаний поля в резонаторе комплексны, причем их мнимая часть отрицательна, что должно обеспечивать затухание колебаний во времени вследствие потерь энергии на излучение через щель и на поглощение в диэлектрике. Вещественная и мнимая части этих величин определяют собственно резонансную частоту f и добротность Q резонансной системы согласно соотношениям [12]

$$f = \frac{c}{2\pi} \operatorname{Re} k, \quad Q = \frac{\operatorname{Re} k}{2|\operatorname{Im} k|}. \quad (10)$$

При конкретных расчетах максимальный порядок учитываемых мод щели составлял $N = 24$, учитывалось до 500 внутрирезонаторных мод каждой поляризации, а непрерывное распределение внerezонаторных мод во внешнем пространстве приближенно заменялось дискретным распределением (интегральной суммой) с шагом $\Delta = 0,04$ по вещественной оси параметра распространения β . Учитывалось до 1200 таких мод. Следует подчеркнуть, что в нашей модели источники возбуждения поля формально не учитывались. Поэтому найденное таким методом поле в целом будет представлять собой обобщенную гибридную моду собственных колебаний резонансной системы, или полевую структуру, в которую переходит одна из простых мод (3) цилиндрического резонатора после прорезания в нем щели и помещения диэлектрика [22].

Приведем результаты расчетов, выполненных согласно описанной теоретической модели для цилиндрического резонатора с параметрами

$$L = 17,6 \text{ см}, \quad l = 0,524 \text{ см}, \quad h = 0,00502 \text{ см}, \quad R_c = 2,94 \text{ см}, \quad R_o = 4,83 \text{ см}, \quad (11)$$

которые совпадают с параметрами реального резонатора, используемого в приборах измерения влажности листовых материалов [22; 23]. Толщина диэлектрика $2h$ примерно соответствует толщине бумажного листа. Предполагалось, что частота возбуждения резонатора близка к частоте моды H_{115} такого же

цилиндрического резонатора, но без щели (3671,611 МГц, длина волны $\lambda = 8,171$ см), которая соответствует симметричному возбуждению по координате z для компонент поля E_ρ и E_φ . В этом случае на параметры поля значительно больше влияет двукратная главная компонента ϵ_o тензора (9), чем его однократная компонента ϵ_e . При расчете использовались различные значения комплексной диэлектрической проницаемости плоского диэлектрика, которые менялись в интервале от 1 до $10 + 1,26i$ для ϵ_o и от 1 до $6,4 + 0,36i$ для ϵ_e . Тем самым охватывались вероятные значения главных компонент тензора анизотропной диэлектрической проницаемости бумаги (9) при различных значениях ее влажности [21]. Результаты расчетов показали, что зависимость комплексного волнового числа резонансных колебаний k от диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ_o с хорошей степенью точности может считаться линейной [22]:

$$k_0 - k = C_{k\epsilon}(\epsilon_o - 1), \quad (12)$$

где k_0 – комплексное волновое число резонансных колебаний пустого резонатора без диэлектрика; $C_{k\epsilon}$ – комплексный коэффициент. Зависимость этого коэффициента от полуширины щели l с неизменной разностью $L - l$ при различной величине s смещения диэлектрика показана на рис. 6. Это соответствует изменению полуширины щели l только за счет сдвига цилиндрических стаканов резонатора (см. рис. 1) по оси z . Из рис. 6 видно, что коэффициент $C_{k\epsilon}$ довольно умеренно зависит и от смещения диэлектрика внутри щели, и от смещения цилиндрических половинок резонатора вдоль его оси. Заметное возрастание величины мнимой части данного коэффициента для ненулевых значений смещения s обусловлено нарушением симметрии резонансной системы при $s > 0$. Тогда в спектре простых мод каждой области появляются антисимметричные H -компоненты вместе с симметричными E -компонентами, что приводит к увеличению потерь энергии поля в поглощающем диэлектрике. Дополнительные расчеты показали, что зависимость комплексного коэффициента $C_{k\epsilon}$ от толщины диэлектрика $2h$ строго линейная: увеличение h в несколько раз приводит к увеличению $C_{k\epsilon}$ во столько же раз.

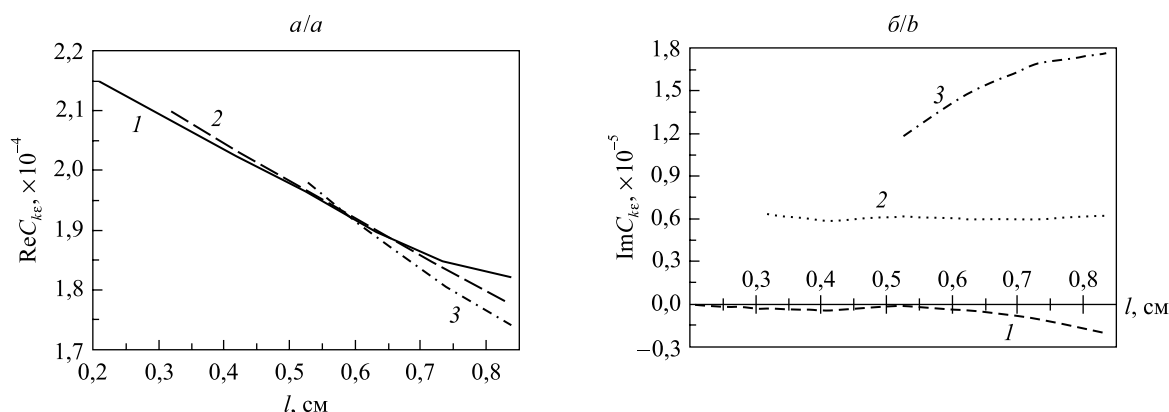


Рис. 6. Зависимость вещественной (а) и мнимой (б) частей коэффициента $C_{k\epsilon}$ линейной связи $k_0 - k = C_{k\epsilon}(\epsilon_o - 1)$ (12) от полуширины l кольцевой щели резонатора с параметрами (11) при различных вертикальных смещениях диэлектрика s от его середины: 1 – 0 см; 2 – 0,21 см; 3 – 0,42 см

Fig. 6. Dependence of the real (a) and imaginary (b) parts of the coefficient $C_{k\epsilon}$ of the linear relation $k_0 - k = C_{k\epsilon}(\epsilon_o - 1)$ (12) on the half-width of the annular slot of a cavity with parameters (11) at various values of vertical displacement s of a dielectric from the middle of the slot: 1 – 0 cm; 2 – 0.21 cm; 3 – 0.42 cm

На рис. 7 представлены результаты расчетов пространственного распределения величины различных компонент электрического поля для резонатора с параметрами (11) и плоским диэлектриком ($\epsilon_o = 5,0 + 0,56i$, $\epsilon_e = 3,4 + 0,16i$) при $s = 0$. Поскольку в этом случае поля симметричны относительно осей ρ и z , то они показаны только для одной четверти плоского пространства $\rho \geq 0$, $z \geq 0$. Для пустого резонатора без диэлектрика характерна такая же картина поля, мало отличающаяся от картины, представленной на рис. 7. В обоих случаях мощность поля, излучаемого из резонатора через щель, на несколько порядков меньше мощности поля в самом резонаторе.

Отсюда вытекает, что объемный цилиндрический резонатор с поперечной кольцевой щелью характеризуется малыми потерями энергии на излучение в сравнении с открытыми системами тестирования плоских диэлектриков нерезонаторного типа [4]. Кроме того, следует отметить высокую стабильность такого резонатора, поскольку посторонние поля практически не способны влиять на его внутреннее поле возбуждения. Еще одним достоинством рассмотренной резонансной системы является высокая точность измерений физических параметров диэлектриков, которую можно оценить на основе полученных результатов.

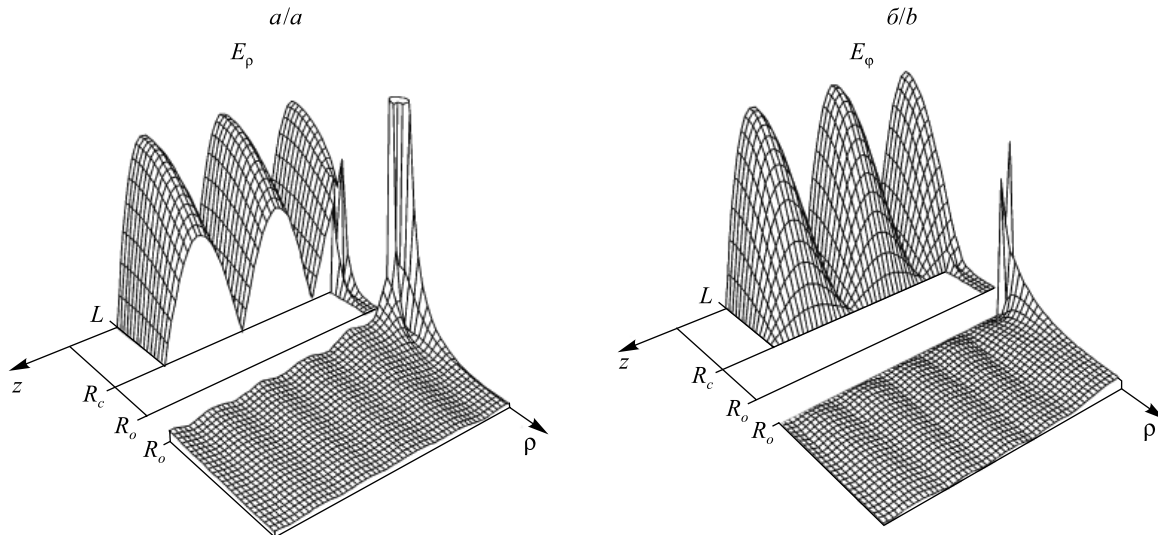


Рис. 7. Пространственное распределение величины радиальной E_ρ и азимутальной E_ϕ компонент электрического поля в плоскости ρz цилиндрической системы координат для гибридной моды H_{115} резонансной системы с кольцевой щелью и плоским диэлектриком. Для полей вне резонатора (нижние части рисунков) вертикальный масштаб увеличен в 2000 раз по сравнению с масштабом внутри резонатора и внутри щели (верхние части рисунков)

Fig. 7. Spatial distributions of the values of the radial E_ρ and azimuthal E_ϕ electric field components on the ρz plane of the cylindrical coordinate system for the hybrid mode H_{115} of the resonant system with a circular slot and a plane dielectric. For the out-of-cavity fields (lower parts of the panels), the field magnitudes (vertical axis) are scaled up by a factor of 2000 as compared with the in-cavity and slot fields (upper parts of the panels)

Для резонатора с параметрами (11) и $s = 0$ коэффициент линейной зависимости (12) комплексного волнового числа k от главной компоненты проницаемости диэлектрика ϵ_o равен $C_{k\epsilon} = 1,96651 \cdot 10^{-4} - 1,678 \cdot 10^{-7}i$. Учтем также, что для бумажного листа толщиной 0,1 мм изменение влажности на 1 % в диапазоне от 0 до 12 % вызывает изменение его диэлектрической проницаемости не менее чем на $\Delta\epsilon = 0,24 + 0,02i$ [10]. Исходя из этого, с помощью соотношений (10) и (12) легко оценить, что такое изменение влажности приводит к изменению резонансной частоты Δf приблизительно на 200 кГц при основной частоте порядка 3,6 ГГц и относительному изменению добротности $\frac{\Delta Q}{Q}$ примерно на 3 %. Соответственно изменение влажности бумажного листа на 0,1 % будет вызывать изменения $\Delta f \approx 20$ кГц и $\frac{\Delta Q}{Q} \approx 0,3$ %.

Подобные изменения резонансных параметров могут быть реально измерены, а потому точность измерения влажности бумаги в пределах 0,1 % может считаться вполне достижимой.

Заключение

На практике электромагнитные датчики резонаторного типа обычно измеряют резонансную частоту и затухание резонансного поля (добротность) в резонаторе, и по этим параметрам определяются искомые физические характеристики тестируемых диэлектриков, вносимых в резонатор через щель. В данной работе показано, как современная теория дифракции позволяет устанавливать связь между проницаемостью диэлектрика и указанными интегральными параметрами резонансного поля. Помимо этого, такая теория дает возможность рассчитать картину поля во всем пространстве и более обоснованно подходить к проблеме совершенствования датчиков влажности плоских материалов. Конечно, для полного моделирования процесса измерения следовало бы дополнительно знать зависимость диэлектрической проницаемости исследуемых материалов от искомых физических параметров (влажности, плотности, температуры), однако установление подобных зависимостей выходит за рамки компетенции теории дифракции и является предметом феноменологической теории диэлектрических свойств дисперсных систем [24; 25].

Библиографические ссылки

1. Писаревский АН, Чернявский АФ, Афанасьев ГК, Кухарчик ПД. Системы технического зрения (принципиальные основы, аппаратное и математическое обеспечение). Ленинград: Машиностроение; 1988. 424 с.
2. Урьев НБ. Высококонцентрированные дисперсные системы. Москва: Химия; 1980. 320 с.

3. Kupfer K, editor. *Electromagnetic aquametry. Electromagnetic wave interaction with water and moist substances*. Berlin: Springer; 2005. 530 p. DOI: 10.1007/b137700.
4. Nyfors EG, Vainikainen P. *Industrial microwave sensors*. Norwood: Artech House; 1989. 364 p. (Artech House Microwave Library).
5. Kraszewski AW, Nelson SO. Resonant cavity perturbation – some new applications of an old measuring technique. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*. 1996;31(3):178–187. DOI: 10.1080/08327823.1996.11688308.
6. Вайнштейн ЛА. *Теория дифракции и метод факторизации*. Москва: Советское радио; 1966. 431 с.
7. Миттра Р, Ли С. *Аналитические методы теории волноводов*. Плиса АИ, переводчик. Москва: Мир; 1974. 327 с.
8. Литвиненко ЛН, Просвирнин СЛ. *Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах*. Киев: Наукова думка; 1984. 240 с.
9. Хенл Х, Мауэ А, Вестпфаль К. *Теория дифракции*. Вахитов НГ, Иванов ВИ, Сахарова МП, переводчики. Москва: Мир; 1964. 428 с.
10. Завадский ВЮ. *Моделирование волновых процессов*. Москва: Наука; 1991. 248 с.
11. Норри Д, де Фриз Ж. *Введение в метод конечных элементов*. Демидов ГВ, Урванцев АЛ, переводчики. Москва: Мир; 1981. 304 с.
12. Григорьев АД, Янкевич ВБ. *Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. Численные методы расчета и проектирования*. Москва: Радио и связь; 1984. 248 с.
13. Борн М, Вольф Э. *Основы оптики*. Бреус СН, Головашкин АИ, Шубин АА, переводчики. Москва: Наука; 1973. 713 с.
14. Сердюк ВМ. Дифракция плоской электромагнитной волны на щели в проводящем экране произвольной толщины. *Журнал технической физики*. 2005;75(8):113–120.
15. Тихонов АН, Арсенин ВЯ. *Методы решения некорректных задач*. Москва: Наука; 1979. 285 с.
16. Сердюк ВМ. Дифракция плоской электромагнитной волны на щели в проводящем экране с поперечным диэлектрическим слоем. *Журнал технической физики*. 2006;76(6):98–105.
17. Адамс М. *Введение в теорию оптических волноводов*. Кривошлыков СГ, Черных ВА, переводчики. Москва: Мир; 1984. 512 с.
18. Serdyuk VM. Exact solutions for electromagnetic wave diffraction by a slot and strip. *AEU – International Journal of Electronics and Communications*. 2011;65(3):182–189. DOI: 10.1016/j.aue.2010.04.002.
19. Serdyuk VM. Diffraction field behavior near the edges of a slot and strip. *Progress in Electromagnetics Research M*. 2011;20: 207–218. DOI: 10.2528/PIERM11062803.
20. Диткин ВА, Прудников АП. *Интегральные преобразования и операционное исчисление*. Москва: Физматгиз; 1961. 524 с.
21. Kukharchik PD, Serdyuk VM, Titovitsky JA. Effect of continuous modification of dielectric order in paper. In: Okamura S, Sobue N, Yagihara S, Zhang Y, editors. *Proceedings of the 7th conference on electromagnetic wave interaction with water and moist substances; 2007 April 15–18; Hamamatsu, Japan*. Hamamatsu: ISEMA; 2007. p. 47–54.
22. Kukharchik PD, Serdyuk VM, Titovitsky JA. Diffraction of hybrid modes in a cylindrical cavity resonator by a transverse circular slot with a plane anisotropic dielectric layer. *Progress in Electromagnetics Research B*. 2008;3:73–94. DOI: 10.2528/PIERB07112502.
23. Kukharchik PD, Titovitsky IA, Belyachits ACh, Kourilo NI. Multi-channel microwave resonator moisture-mass meter of paper web. In: *Electromagnetic wave interaction with water and moist substances; 1996 June 17; San Francisco, California, USA*. New York: TAB-IEEE Press; 1996. p. 135–137.
24. Сажин БИ, редактор. *Электрические свойства полимеров*. Ленинград: Химия; 1977. 192 с.
25. Serdyuk VM. Dielectric study of bound water in grain at radio and microwave frequencies. *Progress in Electromagnetics Research*. 2008;84:379–406. DOI: 10.2528/PIER08081103.

References

1. Pisarevskii AN, Chernyavskii AF, Afanas'ev GK, Kukharchik PD. *Sistemy tekhnicheskogo zreniya (printsipial'nye osnovy, apparatnoe i matematicheskoe obespechenie)* [Systems of technical vision (fundamentals, hardware and software)]. Leningrad: Mashinostroyeniye; 1988. 424 p. Russian.
2. Uriev NB. *Vysokokontsentrirrovannyye dispersnyye sistemy* [High-concentrated disperse systems]. Moscow: Khimiya; 1980. 320 p. Russian.
3. Kupfer K, editor. *Electromagnetic aquametry. Electromagnetic wave interaction with water and moist substances*. Berlin: Springer; 2005. 530 p. DOI: 10.1007/b137700.
4. Nyfors EG, Vainikainen P. *Industrial microwave sensors*. Norwood: Artech House; 1989. 364 p. (Artech House Microwave Library).
5. Kraszewski AW, Nelson SO. Resonant cavity perturbation – some new applications of an old measuring technique. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*. 1996;31(3):178–187. DOI: 10.1080/08327823.1996.11688308.
6. Weinstein LA. *Teoriya difraktsii i metod faktorizatsii* [The theory of diffraction and the factorization method]. Moscow: Sovetskoe radio; 1966. 431 p. Russian.
7. Mittra R, Lee SW. *Analytical techniques in the theory of guided waves*. New York: Macmillan; 1971. 311 p. Russian edition: Mittra R, Lee S. *Analiticheskie metody teorii volnovodov*. Plisa AI, translator. Moscow: Mir; 1974. 327 p.
8. Litvinenko LN, Prosvirnin SL. *Spektral'nye operatory rasseyaniya v zadachakh difraktsii voln na ploskikh ekranakh* [Spectral scattering operators in the problems of plane wave diffraction by a plane screens]. Kyiv: Naukova dumka; 1984. 240 p. Russian.
9. Hönl H, Maue AW, Westpfahl K. Theorie der Beugung. In: Flüge S, editor. *Kristalloptik. Beugung*. Berlin: Springer; 1961. S. 218–573. (Handbuch der Physik; volume 5/25/1). Russian edition: Hönl H, Maue A, Westpfahl K. *Teoriya difraktsii*. Vakhitov NG, Ivanov VI, Sakharova MP, translators. Moscow: Mir; 1964. 428 p.
10. Zavadskii VYu. *Modelirovanie volnovykh protsessov* [Simulation of wave processes]. Moscow: Nauka; 1991. 248 p. Russian.
11. Norrie D, Vries G. *An introduction to finite element analysis*. New York: Academic Press; 1978. 301 p. Russian edition: Norrie D, Vries G. *Vvedenie v metod konechnykh elementov*. Demidov GV, Urvantsev AL, translators. Moscow: Mir; 1981. 304 p.

12. Grigor'ev AD, Yankevich VB. *Rezonatory i rezonatornye zamedlyayushchie sistemy SVCh. Chislennyye metody rascheta i proektirovaniya* [Cavities and resonator slow-wave structures for microwaves. Numerical methods of calculation and design]. Moscow: Radio i svyaz'; 1984. 248 p. Russian.
13. Born M, Wolf E. *Principles of optics*. Oxford: Pergamon Press; 1968. 600 p.
Russian edition: Born M, Wolf E. *Osnovy optiki*. Breus SN, Golovashkin AI, Shubin AA, translators. Moscow: Nauka; 1973. 713 p.
14. Serdyuk VM. [Diffraction of a plane electromagnetic wave by a slot in a conducting screen of arbitrary thickness]. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*. 2005;75(8):113–120. Russian.
15. Tikhonov AN, Arsenin VYa. *Metody resheniya nekorrektnykh zadach* [Solutions of ill-posed problems]. Moscow: Nauka; 1979. 285 p. Russian.
16. Serdyuk VM. [Diffraction of a plane electromagnetic wave by a slot in a conducting screen with a transverse dielectric layer]. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*. 2006;76(6):98–105. Russian.
17. Adams MJ. *An introduction to optical waveguides*. New York: Wiley; 1981. 401 p.
Russian edition: Adams M. *Vvedenie v teoriyu opticheskikh volnovodov*. Krivoshlykov SG, Chernykh VA, translators. Moscow: Mir; 1984. 512 p.
18. Serdyuk VM. Exact solutions for electromagnetic wave diffraction by a slot and strip. *AEU – International Journal of Electronics and Communications*. 2011;65(3):182–189. DOI: 10.1016/j.aeue.2010.04.002.
19. Serdyuk VM. Diffraction field behavior near the edges of a slot and strip. *Progress in Electromagnetics Research M*. 2011;20: 207–218. DOI: 10.2528/PIERM11062803.
20. Ditkin VA, Prudnikov AP. *Integral'nye preobrazovaniya i operatsionnoe ischislenie* [Integral transforms and operational calculus]. Moscow: Fizmatgiz; 1961. 524 p. Russian.
21. Kukharchik PD, Serdyuk VM, Titovitsky JA. Effect of continuous modification of dielectric order in paper. In: Okamura S, Sobue N, Yagihara S, Zhang Y, editors. *Proceedings of the 7th conference on electromagnetic wave interaction with water and moist substances; 2007 April 15–18; Hamamatsu, Japan*. Hamamatsu: ISEMA; 2007. p. 47–54.
22. Kukharchik PD, Serdyuk VM, Titovitsky JA. Diffraction of hybrid modes in a cylindrical cavity resonator by a transverse circular slot with a plane anisotropic dielectric layer. *Progress in Electromagnetics Research B*. 2008;3:73–94. DOI: 10.2528/PIERB07112502.
23. Kuharchik PD, Titovitsky IA, Belyachits ACh, Kourilo NI. Multi-channel microwave resonator moisture-mass meter of paper web. In: *Electromagnetic wave interaction with water and moist substances; 1996 June 17; San Francisco, California, USA*. New York: TAB-IEEE Press; 1996. p. 135–137.
24. Sazhin BI, editor. *Elektricheskie svoystva polimerov* [Electrical properties of polymers]. Leningrad: Khimiya; 1977. 192 p. Russian.
25. Serdyuk VM. Dielectric study of bound water in grain at radio and microwave frequencies. *Progress in Electromagnetics Research*. 2008;84:379–406. DOI: 10.2528/PIER08081103.

Статья поступила в редколлегию 05.05.2020.
Received by editorial board 05.05.2020.

УДК 539.12

ДВУХФОТОННОЕ РОЖДЕНИЕ ПАРЫ W -БОЗОНОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ В ЛИДИРУЮЩЕМ ПОРЯДКЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ И ОДНОПЕТЛЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

А. Ю. МАНЬКО¹⁾, Р. Г. ШУЛЯКОВСКИЙ²⁾

¹⁾Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси,
пр. Независимости, 68, 220072, г. Минск, Беларусь

²⁾Институт прикладной физики НАН Беларуси,
ул. Академическая, 16, 220072, г. Минск, Беларусь

Исследован процесс двухфотонного рождения пары W -бозонов в экспериментах на адронных и электрон-позитронных ускорителях в лидирующем порядке теории возмущений и однопетлевого приближения. Данный процесс можно использовать для прецизионного изучения параметров Стандартной модели (трех- и четырехбозонных констант взаимодействий), поиска эффектов «новой физики» (например, аномальных констант взаимодействий). Этот механизм рождения W -бозонов имеет малое количество фоновых процессов, поэтому его можно исследовать на ускорителях с высокой точностью. Программа *LoopTools* применялась для численных вычислений однопетлевых интегралов, программа *Mathematica* и пакеты *FeynArts* и *FeynCalc* – для получения диаграмм и амплитуд Фейнмана, нахождения квадрата модуля матричного элемента. Рассчитаны полные и дифференциальные сечения для адронных и электрон-позитронных ускорителей с использованием приближения эквивалентных фотонов (приближение Вайцзекера – Вильямса). В этом приближении рассеянные под малыми углами частицы регистрируются в форвард-детекторах, а рожденные частицы – в основном детекторе. Расчет производился на Монте-Карло генераторе *TwoPhotonGen*, написанном на языке C++. Показано, что полные и дифференциальные сечения процесса растут с увеличением энергии сталкивающихся начальных частиц.

Ключевые слова: двухфотонный механизм рождения; приближение эквивалентных фотонов; лидирующий порядок теории возмущений; однопетлевое приближение; однопетлевые интегралы; W -бозон.

THE TWO-PHOTON PRODUCTION OF W -BOSONS PAIR AT COLLIDERS AT THE LEADING ORDER AND THE ONE-LOOP CORRECTION

A. Yu. MANKO^a, R. G. SHULYAKOVSKY^b

^aB. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus,
68 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220072, Belarus

^bInstitute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Belarus,
16 Akademičnaja Street, Minsk 220072, Belarus

Corresponding author: A. Yu. Manko (andrej.j.manko@gmail.com)

In this paper the process of two-photon production of W -bosons pair was studied at hadron and electron-positron colliders in the leading and the next-to-leading order approximation. The process can be used for investigation precision

Образец цитирования:

Манько АЮ, Шуляковский РГ. Двухфотонное рождение пары W -бозонов на ускорителях в лидирующем порядке теории возмущений и однопетлевого приближения. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020; 3:46–54.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-46-54>

For citation:

Manko AYU, Shulyakovsky RG. The two-photon production of W -bosons pair at colliders at the leading order and the one-loop correction. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:46–54. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-46-54>

Авторы:

Андрей Юрьевич Манько – научный сотрудник Центра фундаментальных взаимодействий и астрофизики.
Роман Георгиевич Шуляковский – кандидат физико-математических наук, доцент; ведущий научный сотрудник.

Authors:

Andrei Yu. Manko, researcher at the Center of Fundamental Interactions and Astrophysics.
andrej.j.manko@gmail.com
Roman G. Shulyakovsky, PhD (physics and mathematics), doцент; leading researcher.
r.shulyakovsky@iaph.bas-net.by

parameters of Standard Model (tri-linear and quartic couplings) and search effects of «new physics» (for example anomalous couplings). This process of production W -bosons has a small background therefore it can be studied at colliders with high precision. The program *LoopTools* was used to numerical calculate one-loop integrals, the program *Mathematica* and the packages *FeynArts* and *FeynCalc* were used to obtain the Feynman diagrams and amplitudes, the square of module of matrix element. The total and differential cross sections for hadron and electron-positron colliders were calculated using the approximation of equivalent of photons (Weizsäcker – Williams approximation). In this approximation, the scattering particles are detected in the forward-detectors at small angles and the production particles are detected in the main detector. The Monte-Carlo generator *TwoPhotonGen* written in C++ was used for simulation. It is shown, the total and differential cross section are increasing with increasing of the total energy of colliding particles.

Keywords: the two-photon production mechanism; the approximation of equivalent photons; the leading and the one-loop correction; one-loop integrals; W -boson.

Введение

Стандартная модель (СМ) электрослабого [1; 2] и сильного [3–5] взаимодействий была успешно проверена во многих экспериментах. Несмотря на это, в СМ имеются проблемы: большое количество параметров (около 30), поколения кварков и лептонов, различие масс частиц по поколениям. Для решения этих проблем были предложены разнообразные расширения СМ – «новая физика», например суперсимметрия [6] и др. Чтобы найти данные эффекты, необходимо с высокой точностью измерять полные сечения, константы взаимодействий СМ и калибровать светимость ускорителя. Одними из важнейших констант взаимодействий СМ являются трех- и четырехбозонные. Они могут применяться для поиска эффектов «новой физики», в частности аномальных констант взаимодействий. Процесс двухфотонного рождения W -бозонов [7–11] может быть использован для калибровки светимости ускорителя, поиска аномальных констант взаимодействий и других эффектов «новой физики», а также для прецизионного изучения параметров СМ [12; 13]. В работах [7–10; 14–21] этот процесс применялся для исследования трех- и четырехбозонных констант взаимодействий с использованием Монте-Карло генераторов *PYTHIA* [22], *MadGraph* [23], *HERWIG* [24], *CalcHEP* [25] и *Forward Physics Monte Carlo* (FPMC) [26], в статьях [27–29] – для изучения лептонов, а в работе [30] – суперсимметричных лептонов. Поэтому двухфотонное рождение W -бозонов необходимо с высокой точностью изучить в СМ. Для этого его нужно рассчитать в однопетлевом приближении теории возмущений. В настоящей работе рассмотрен процесс двухфотонного рождения пары W -бозонов в адронных [7; 8] и электрон-позитронных столкновениях [11] в лидирующем порядке теории возмущений и однопетлевом приближении. Ввиду малого количества фоновых процессов такой механизм рождения W -бозонов можно исследовать на ускорителях с высокой точностью [7; 8]. Процессы с двухфотонным рождением пары W -бозонов имеют полное сечение, пропорциональное α^4 ($\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры). В данной статье изучался упругий случай в приближении Вайцзеккера – Вильямса [31; 32] для адронных и электрон-позитронных ускорителей.

Амплитуда и квадрат модуля матричного элемента

Амплитуды и диаграммы процесса

$$\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2) \quad (1)$$

получены с помощью пакета *FeynArts* [33] и программы *Mathematica*. Для вычисления квадрата модуля матричного элемента использовались пакет *FeynCalc* [34] и программа *Mathematica*. Диаграмма процесса двухфотонного рождения W -бозонов в упругом случае представлена на рис. 1, где P_1 и P_2 – 4-импульсы начальных частиц, P'_1 и P'_2 – 4-импульсы рассеянных частиц в форвард-детекторах, p_1 и p_2 – 4-импульсы γ -квантов, k_1 и k_2 – 4-импульсы W -бозонов.

Диаграммы процесса (1) в лидирующем порядке теории возмущений приведены на рис. 2, где G – голдстоуновский бозон в калибровке 'т Хоофта – Фейнмана [35].

На рис. 3 представлена одна из 144 собственно энергетических диаграмм, на рис. 4 – одна из 137 боксовых диаграмм, а на рис. 5 – одна из 402 вершинных диаграмм. Для устранения инфракрасной расходимости учитывался вклад тормозного излучения. Одна из 30 диаграмм жесткого тормозного излучения приведена на рис. 6.

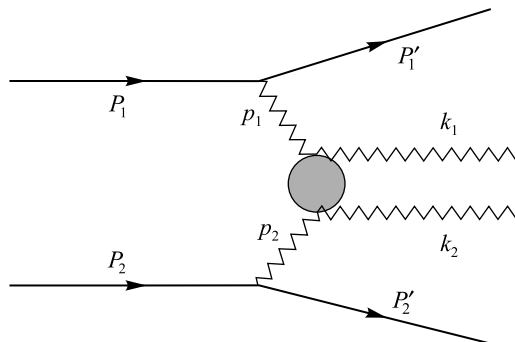


Рис. 1. Диаграмма процесса двухфотонного рождения W -бозонов в упругом случае

Fig. 1. The diagram of the process two-photon production W -bosons at elastic case

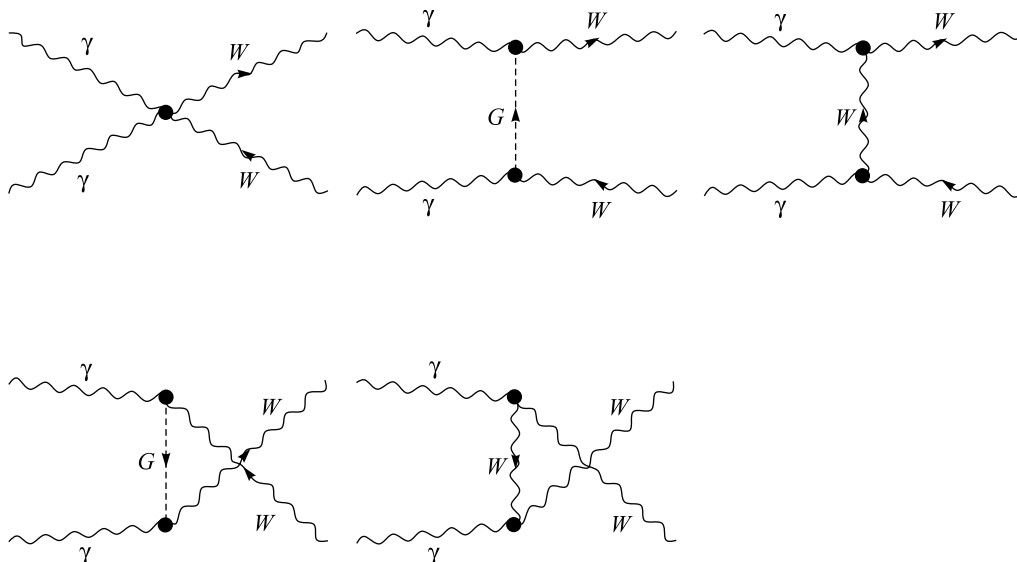


Рис. 2. Диаграммы процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ в лидирующем порядке теории возмущений

Fig. 2. The diagrams of the process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ in the leading order

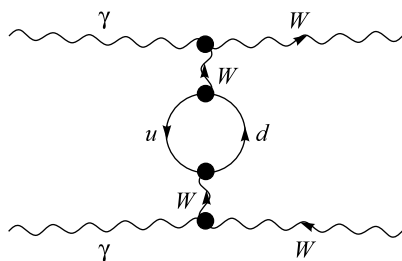


Рис. 3. Собственно энергетическая диаграмма процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ в однопетлевом приближении

Fig. 3. The self-energy diagram of the process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ in the one-loop correction

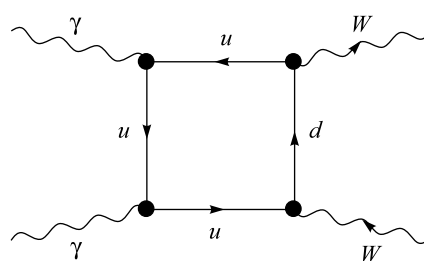


Рис. 4. Боксовая диаграмма процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ в однопетлевом приближении

Fig. 4. The boxes diagram of the process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ in the one-loop correction

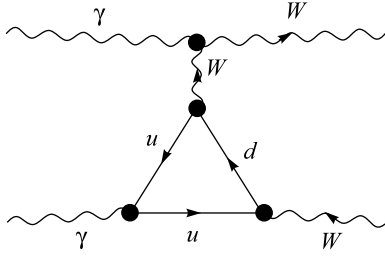


Рис. 5. Вершинная диаграмма процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ в однопетлевом приближении
Fig. 5. The vertex diagram of the process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ in the one-loop correction

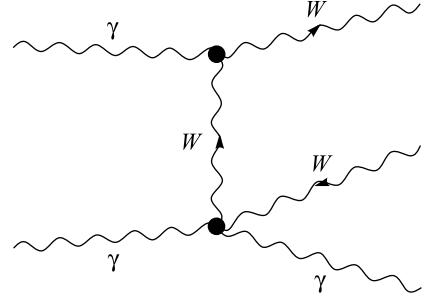


Рис. 6. Диаграмма жесткого тормозного процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)\gamma(k_3)$
Fig. 6. The diagram of the hard bremsstrahlung process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)\gamma(k_3)$

Полные и дифференциальные сечения

При исследовании процесса (1) использовалось приближение эквивалентных фотонов (приближение Вайцзеккера – Вильямса). В этом приближении заряженная частица представляется окруженной виртуальными квазиреальными фотонами с заданными распределениями по импульсу. Для протона функция распределения для γ -квантов в приближении эквивалентных фотонов имеет следующий вид [36]:

$$f_p(x) = \frac{\alpha}{\pi x} \left(1 - \frac{1}{x}\right) \left(\Phi\left(\frac{q_{\max}^2}{q_0^2}\right) - \Phi\left(\frac{q_{\min}^2}{q_0^2}\right) \right),$$

функция Φ задается выражением

$$\Phi(\xi) = (1 + ay) \left(\sum_{k=1}^3 \frac{1}{k(1+x)^k} - \ln(1 + \xi^{-1}) \right) - \frac{(1-b)y}{4\xi(1+\xi)^3} + c \left(1 + \frac{y}{4} \right) \left(\ln\left(\frac{1+\xi-b}{1+\xi}\right) + \sum_{k=1}^3 \frac{b^k}{k(1+\xi)^k} \right),$$

где $a = 7,16$; $b = -3,96$; $c = 0,028$; $q_0^2 = 0,71 \text{ ГэВ}^2$; $q_{\max}^2 = 2 \text{ ГэВ}^2$; $q_{\min}^2 = \frac{m_p^2 x^2}{1-x}$; $y = \frac{x^2}{1-x}$; m_p – масса адрона.

Для электрона (позитрона) функцию распределения для γ -кванта можно вычислить по следующей формуле [36]:

$$f_e(x) = \frac{\alpha}{x\pi} \left(\left(1 + x - \frac{x^2}{2} \right) \log\left(\frac{q_{\max}^2}{q_{\min}^2}\right) - (1-x) \left(1 - \frac{q_{\max}^2}{q_{\min}^2} \right) \right),$$

где $q_{\min}^2 = \frac{m_e^2 x^2}{1-x}$; m_e – масса электрона (позитрона). Сечение в упругом случае задается формулой

$$\sigma(s) = \int dx_1 \int dx_2 f_p(x_1) f_{p(\bar{p})}(x_2) \hat{\sigma}(x_1 x_2 s).$$

Сечение для электрон-позитронных ускорителей имеет вид

$$\sigma(s) = \int dx_1 \int dx_2 f_e(x_1) f_{e(\bar{e})}(x_2) \hat{\sigma}(x_1 x_2 s).$$

Здесь $\hat{\sigma}$ – сечение процесса (1); $s = (P_1 + P_2)^2$, где P_1 и P_2 – 4-импульсы начальных частиц. Моделирование полных и дифференциальных сечений проводилось методом Монте-Карло [37; 38], для чего был создан генератор *TwoPhotonGen*, написанный на языке C++. Пакет *LoopTools* [39] использовался для численных расчетов однопетлевых интегралов. Для выполнения условий применимости приближения эквивалентных фотонов необходимо, чтобы частицы, регистрируемые в форвард-детекторах, удовлетворяли определенным условиям. Данные условия (ограничения для псевдобыстрот η) для ускорителей LHC (ATLAS) и ILC (CLIC) представлены в табл. 1. Результаты моделирования полных сечений для LHC (ATLAS) приведены в табл. 2, для ILC (CLIC) – в табл. 3.

Таблица 1

Ограничения для псевдобыстрот
рассеянных частиц в форвард-детекторах

Table 1

The cuts for pseudorapidity
of scattered particles in the forward-detectors

Ускоритель	Ограничения
LHC (ATLAS)	$4,3 < \eta < 4,9$
ILC (CLIC)	$4,048 < \eta < 4,741$

Таблица 2

Полные сечения процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$
для LHC (ATLAS) в лидирующем порядке теории возмущений
и однопетлевом приближении в упругом случае

Table 2

The total cross sections of process
 $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ for LHC (ATLAS)
for the leading order and the one-loop correction at the elastic case

$\sqrt{s}$, ТэВ	Сечения σ , пб	
	LO	NLO
7	0,040 1	0,047 5
8	0,049 5	0,054 3
13	0,102 0	0,149 0
14	0,113 0	0,171 0

Таблица 3

Полные сечения процесса
 $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ для ILC (CLIC)
в лидирующем порядке теории возмущений
и однопетлевом приближении

Table 3

The total cross sections
of process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$
for ILC (CLIC) for the leading order
and the one-loop correction

$\sqrt{s}$, ГэВ	Сечения σ , пб	
	LO	NLO
250	0,020 8	0,024 1
500	0,047 2	0,057 0
750	0,113 0	0,154 0
1000	0,777 0	0,974 0

Результаты моделирования дифференциальных сечений в зависимости от инвариантной массы W -бозонов для LHC (ATLAS) представлены на рис. 7, для ILC (CLIC) – на рис. 8.

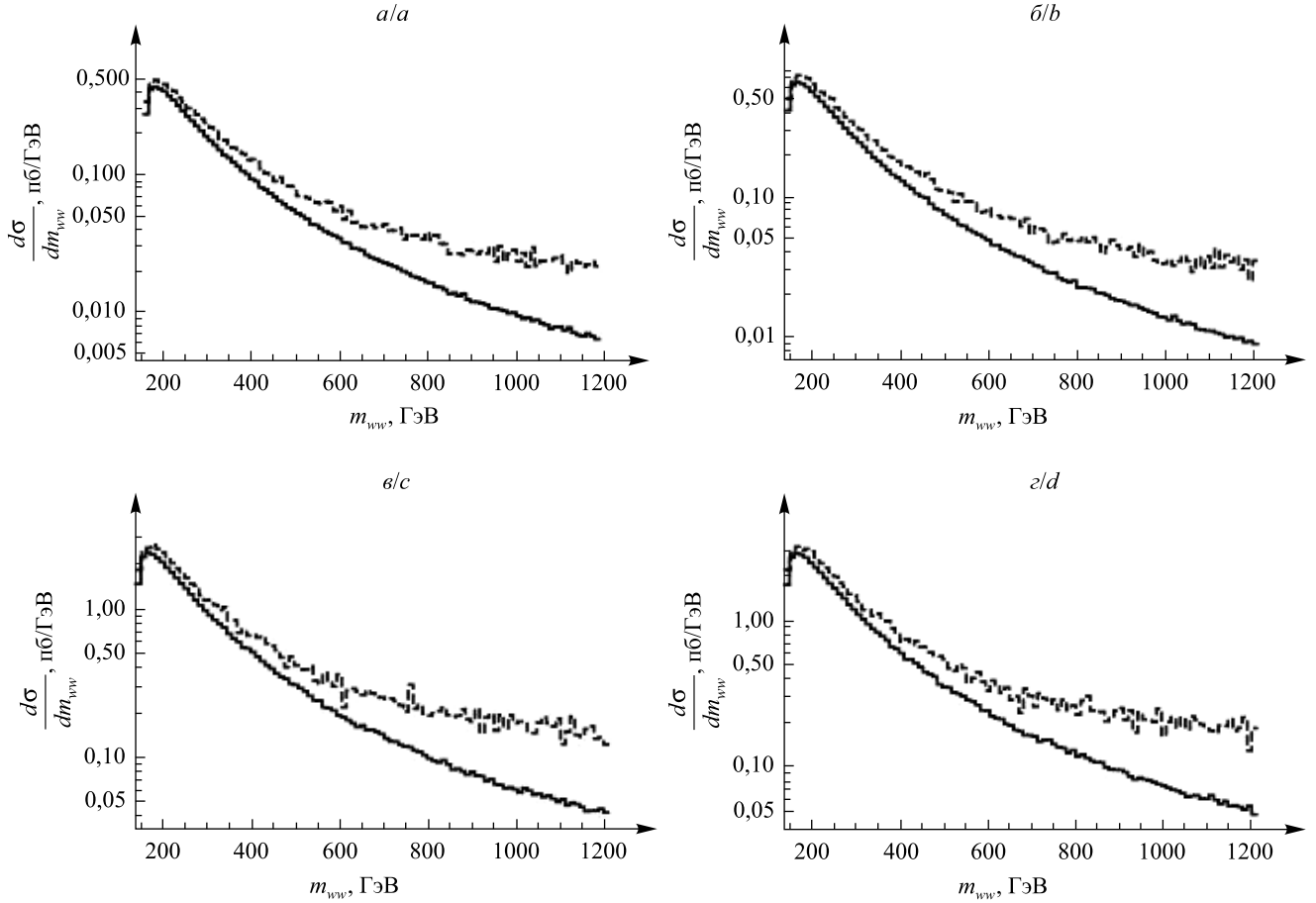


Рис. 7. Дифференциальное сечение процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ в зависимости от инвариантной массы пары W -бозонов для LHC (ATLAS):
а – при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ; б – при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ; в – при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; г – при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.
Сплошная линия – лидирующий порядок теории возмущений, пунктирная линия – однопетлевое приближение

Fig. 7. The differential cross sections of process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ depending of invariant mass of W -boson pair at LHC (ATLAS):
а – at $\sqrt{s} = 7$ TeV; б – at $\sqrt{s} = 8$ TeV; в – at $\sqrt{s} = 13$ TeV; г – at $\sqrt{s} = 14$ TeV.
The solid line – the leading order, the dashed line – the one-loop correction

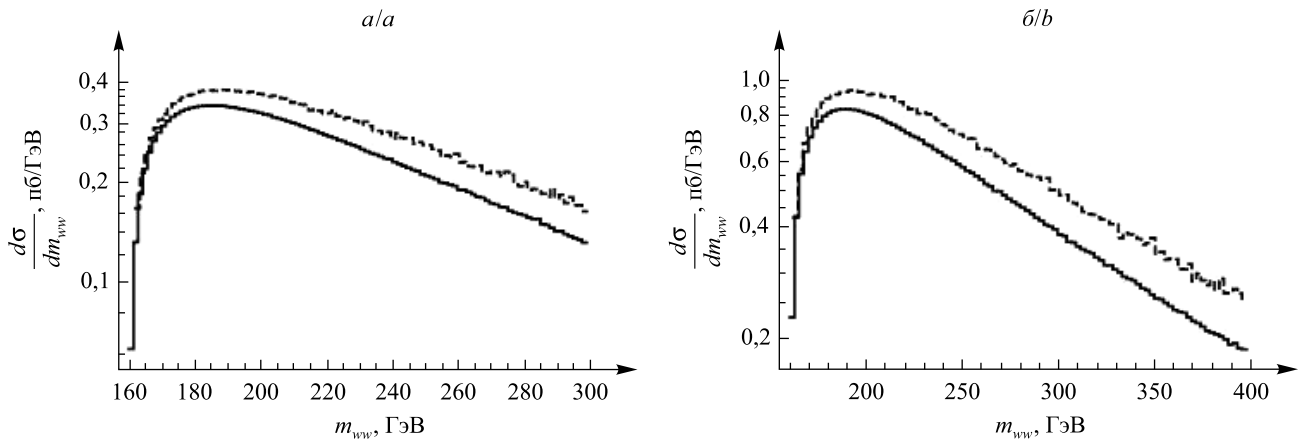


Рис. 8. Дифференциальное сечение процесса $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ в зависимости от инвариантной массы пары W -бозонов для ILC (CLIC):
а – при $\sqrt{s} = 250$ ГэВ; б – при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ (окончание см. на с. 52)

Fig. 8. The differential cross sections of process $\gamma(p_1)\gamma(p_2) \rightarrow W^+(k_1)W^-(k_2)$ depending of invariant mass of W -boson pair at ILC (CLIC):
а – at $\sqrt{s} = 250$ GeV; б – at $\sqrt{s} = 500$ GeV (ending see p. 52)

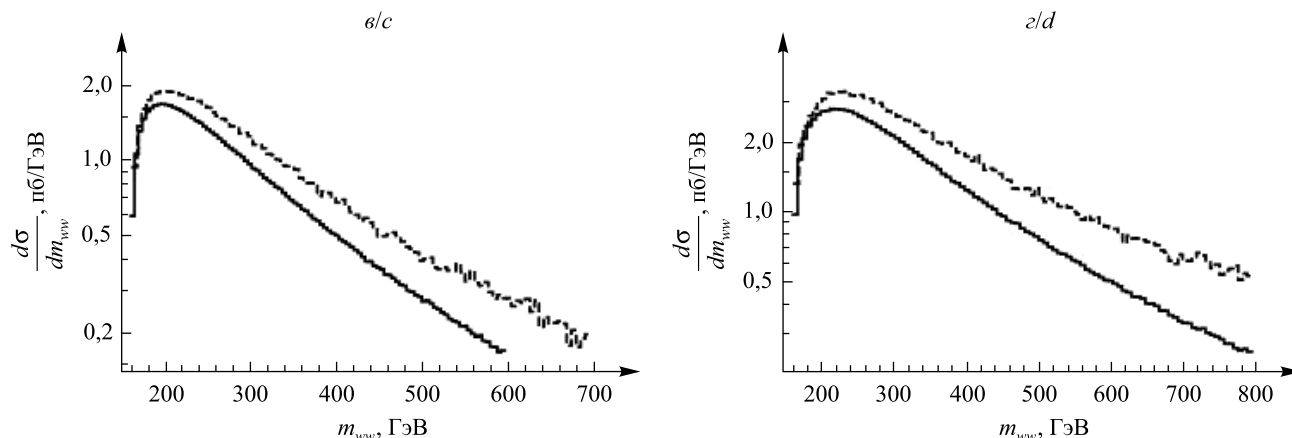


Рис. 8. Окончание (начало см. на с. 51): a – при $\sqrt{s} = 750$ ГэВ; z – при $\sqrt{s} = 1$ ТэВ. Сплошная линия – лидирующий порядок теории возмущений, пунктирная линия – однопетлевое приближение

Fig. 8. Ending (beginning see p. 51): c – at $\sqrt{s} = 750$ GeV; d – at $\sqrt{s} = 1$ TeV. The solid line – the leading order, the dashed line – the one-loop correction

Заклучение

В работе исследован процесс рождения W -бозонов через двухфотонный механизм в приближении эквивалентных фотонов (приближение Вайцзеккера – Вильямса). Рассмотрен упругий случай. Данный процесс рождения W -бозонов может быть использован для поиска эффектов «новой физики». Получены полные и дифференциальные сечения в лидирующем порядке теории возмущений и однопетлевом приближении для ускорителей LHC (ATLAS) и ILC (CLIC) с помощью Монте-Карло генератора *TwoPhotonGen*, написанного на языке C++. Установлено, что значения сечения для однопетлевого приближения больше, чем для лидирующего порядка. Показано, что полные и дифференциальные сечения процесса растут с увеличением энергии сталкивающихся начальных частиц.

Библиографические ссылки

1. Glashow SL. Partial-symmetries of weak interaction. *Nuclear Physics*. 1961;22(4):579–588. DOI: 10.1016/0029-5582(61)90469-2.
2. Weinberg S. A model of leptons. *Physical Review Letters*. 1967;19(21):1264–1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
3. Greiner W, Schramm S, Stein E. *Quantum chromodynamics*. 2nd edition. Berlin: Springer; 2002. 572 p.
4. Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика: введение в теорию кварков и глюонов. Быков АА, переводчик; Дремин ИМ, редактор. Москва: Мир; 1986. 288 с.
5. Narison S. *QCD as a theory of hadrons: from partons to confinement*. Cambridge: Cambridge University Press; 2004. 813 p.
6. Aitchison IJR. *Supersymmetry and the MSSM: an elementary introduction. Notes of lectures for graduate students in particle physics. Oxford, 2004 and 2005* [Internet]. 2005 May 12 [cited 2014 May 12]. 156 p. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0505105>.
7. Aaboud M, Aad G, Abbott B, Abdallah J, Abidinov O, Abeloos B, et al. [ATLAS collaboration]. Measurement of exclusive $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ production and search for exclusive Higgs boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8.0$ TeV using the ATLAS detector. *Physical Review D*. 2016;94(3):032011. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.032011.
8. Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan AM, Tumasyan A, Adam W, Bergauer T, et al. [The CMS collaboration]. Study of exclusive two-photon production W^+W^- in pp collisions at $\sqrt{s} = 7.0$ TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings. *Journal of High Energy Physics*. 2013;7:116. DOI: 10.1007/JHEP07(2013)116.
9. Буднев ВМ, Гинзбург ИФ, Меледин ГВ, Сербо ВГ. Двухфотонное рождение частиц и приближение эквивалентных фотонов. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. 1973;4(1):239–284.
10. de Favereau de Jeneret J, Lemaître V, Liu Y, Oryn S, Pierzchała T, Piotrkowski K, et al. High energy photon interaction at the LHC [Internet]. 2009 August 14 [cited 2016 January 24]. 17 p. Available from: <http://arxiv.org/abs/0908.2020v1>.
11. Baer H, Barklow T, Fujii K, Gao Y, Hoang A, Shinya Kanemura S, et al., editors. *The International linear collider: technical design report. Volume 2. Physics*. [S. l.]: [s. n.]; 2013. 189 p.
12. Marfin IB, Shishkina TV. Electroweak radiative effects in the $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ process. Automatic loop calculations using FeynArts, FormCalc, and LoopTools. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2005;8(4):409–420.
13. Marfin IB, Mossolov VA, Shishkina TV. The investigation of the $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ including electromagnetic corrections at the TESLA kinematics [Internet]. 2003 May 14 [cited 2016 June 12]. 18 p. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305153>.
14. Bélanger G, Boudjema F. Probing quartic couplings of weak bosons through three vector production at a 500 GeV NLC. *Physics Letters B*. 1992;288(1–2):201–209. DOI: 10.1016/0370-2693(92)91978-I.
15. Pierzchała T, Piotrkowski K. Sensitivity to anomalous quartic gauge couplings in photon-photon interactions at the LHC. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*. 2008;179–180:257–264. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2008.07.032.

16. Chapon E, Royon C, Kepka O. Probing $WW_{\gamma\gamma}$ and $ZZ_{\gamma\gamma}$ quartic anomalous couplings with 10 pb^{-1} at the LHC [Internet]. 2009 August 7 [cited 2015 May 12]. 4 p. Available from: <https://arxiv.org/pdf/0908.1061>.
17. Chapon E, Royon C, Kepka O. Anomalous quartic $WW_{\gamma\gamma}$, $ZZ_{\gamma\gamma}$, and trilinear WW_{γ} coupling in two-photon processes at high luminosity at the LHC. *Physical Review D*. 2010;81(7):074003. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.074003.
18. Teles PR, d'Enterria D. Prospects for $\gamma\gamma \rightarrow H$ and $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ measurements at the FCC-ee [Internet]. 2015 October 28 [cited 2016 December 12]. Available from: <https://arxiv.org/pdf/1510.08141>.
19. d'Enterria D, Teles PR, Martins DE. Measurements of $\gamma\gamma \rightarrow \text{Higgs}$ and $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ in e^+e^- collisions at the Future Circular Collider [Internet]. 2017 December 19 [cited 2018 May 2]. Available from: <https://arxiv.org/pdf/1712.07023>.
20. Luszczak M, Szczurek A, Royon C. W^+W^- pair production in proton-proton collisions: small missing terms. *Journal of High Energy Physics*. 2015;2:98. DOI: 10.1007/JHEP02(2015)098.
21. Marfin IB, Mossolov VA, Shishkina TV. Anomalous quartic boson couplings via $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ and $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-Z$ at the TESLA kinematics [Internet]. 2003 April 30 [cited 2016 June 20]. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0304250>.
22. Sjöstrand T, Edén P, Friberg C, Lönnblad L, Miu G, Mrenna S, et al. High-energy-physics event generator with Pythia 6.1. *Computer Physics Communications*. 2001;135(2):238–259. DOI: 10.1016/S0010-4655(00)00236-8.
23. Alwall J, Demin P, de Visscher S, Frederix R, Herquet M, Maltoni F, et al. MadGraph/MadEvent v4: the new web generation. *Journal of High Energy Physics*. 2007;9:28. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/09/028.
24. Marchesini G, Webber BR, Abbiendi G, Knowles IG, Seymour MH, Stanco L. HERWIG 5.1 – a Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. *Computer Physics Communications*. 1992;67(3):465–508. DOI: 10.1016/0010-4655(92)90055-4.
25. Pukhov A. Adaptation of Vegas for event integration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003;502(2–3):596–598. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00514-X.
26. Boonekamp M, Dechambre A, Juranek V, Kepka O, Rangel MS, Royon C, et al. FPMC: a generator for forward physics [Internet]. 2011 February 12 [cited 2016 December 21]. Available from: <https://arxiv.org/pdf/1102.2531>.
27. Манько АЮ, Сацункевич ИС, Шуляковский РГ. Монте-Карло генератор НЕРСомр для двухфотонного рождения лептонных пар в адронных столкновениях. *Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-математических наук*. 2014;1:108–112.
28. Manko A, Satsunkevich I, Shulyakovsky R. Two-photon process at Tevatron and LHC. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2013;16(1):72–78.
29. Манько АЮ, Шуляковский РГ. Двухфотонное рождение лептонов на адронных ускорителях в полупругом и неупругом случаях. *Ядерная физика*. 2016;79(2):129–133.
30. Manko A, Satsunkevich I, Shulyakovsky R. On possibility of supersymmetric leptons observation at ILC and CLIC. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2014;17(2):188–193.
31. v. Weizsäcker CF. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*. 1934;88(9–10):612–625. DOI: 10.1007/BF01333110.
32. Williams EJ. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Physical Review*. 1934;45(10):729–730. DOI: 10.1103/PhysRev.45.729.
33. Hahn T. Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3. *Computer Physics Communications*. 2001;140(3):418–431. DOI: 10.1016/S0010-4655(01)00290-9.
34. Shtabovenko V, Mertig R, Orellana F. New developments in FeynCalc 9.0. *Computer Physics Communications*. 2016;207:432–444. DOI: 10.1016/j.cpc.2016.06.008.
35. Ченг Т-П, Ли Л-Ф. *Калибровочные теории в физике элементарных частиц*. Москва: Мир; 1987. 624 с.
36. Budnev VM, Ginzburg IF, Meledin GV, Serbo VG. The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. *Physics Reports*. 1975;15(4):181–282. DOI: 10.1016/0370-1573(75)90009-5.
37. Бюклинг Е, Каянти К. *Кинематика элементарных частиц*. Копылов ГИ, редактор. Москва: Мир; 1975. 343 с.
38. Weinzierl S. Introduction to Monte Carlo methods [Internet]. 2000 June 23 [cited 2010 September 12]. 47 p. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006269>.
39. Hahn T, Pérez-Victoria M. Automatized one-loop calculations in four and D dimensions. *Computer Physics Communications*. 1999;118(2–3):153–165. DOI: 10.1016/S0010-4655(98)00173-8.

References

1. Glashow SL. Partial-symmetries of weak interaction. *Nuclear Physics*. 1961;22(4):579–588. DOI: 10.1016/0029-5582(61)90469-2.
2. Weinberg S. A model of leptons. *Physical Review Letters*. 1967;19(21):1264–1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
3. Greiner W, Schramm S, Stein E. *Quantum chromodynamics*. 2nd edition. Berlin: Springer; 2002. 572 p.
4. Yndurain FJ. *Quantum chromodynamics: an introduction to the theory of quarks and gluons*. New York: Springer-Verlag; 1983. XI, 228 p.
- Russian edition: Yndurain F. *Kvantovaya khromodinamika: vvedenie v teoriyu kvarkov i glyuonov*. Bykov AA, translator; Dremin IM, editor. Moscow: Mir; 1986. 288 p.
5. Narison S. *QCD as a theory of hadrons: from partons to confinement*. Cambridge: Cambridge University Press; 2004. 813 p.
6. Aitchison IJR. *Supersymmetry and the MSSM: an elementary introduction. Notes of lectures for graduate students in particle physics. Oxford, 2004 and 2005* [Internet]. 2005 May 12 [cited 2014 May 12]. 156 p. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0505105>.
7. Aaboud M, Aad G, Abbott B, Abdallah J, Abidinov O, Abeloos B, et al. [ATLAS collaboration]. Measurement of exclusive $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ production and search for exclusive Higgs boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8.0 \text{ TeV}$ using the ATLAS detector. *Physical Review D*. 2016;94(3):032011. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.032011.
8. Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan AM, Tumasyan A, Adam W, Bergauer T, et al. [The CMS collaboration]. Study of exclusive two-photon production W^+W^- in pp collisions at $\sqrt{s} = 7.0 \text{ TeV}$ and constraints on anomalous quartic gauge couplings. *Journal of High Energy Physics*. 2013;7:116. DOI: 10.1007/JHEP07(2013)116.

9. Budnev VM, Ginzburg IF, Meledin GV, Serbo VG. [Two-photon particle generation and approximation of equivalent photons]. *Fizika elementarnykh chastits i atomnogo yadra*. 1973;4(1):239–284. Russian.
10. de Favereau de Jeneret J, Lemaître V, Liu Y, Oryn S, Pierzchała T, Piotrkowski K, et al. High energy photon interaction at the LHC [Internet]. 2009 August 14 [cited 2016 January 24]. 17 p. Available from: <http://arxiv.org/abs/0908.2020v1>.
11. Baer H, Barklow T, Fujii K, Gao Y, Hoang A, Shinya Kanemura S, et al., editors. *The International linear collider: technical design report. Volume 2. Physics*. [S. l.]: [s. n.]; 2013. 189 p.
12. Marfin IB, Shishkina TV. Electroweak radiative effects in the $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ process. Automatic loop calculations using FeynArts, FormCalc, and LoopTools. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2005;8(4):409–420.
13. Marfin IB, Mossolov VA, Shishkina TV. The investigation of the $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ including electromagnetic corrections at the TESLA kinematics [Internet]. 2003 May 14 [cited 2016 June 12]. 18 p. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305153>.
14. Bélanger G, Boudjema F. Probing quartic couplings of weak bosons through three vector production at a 500 GeV NLC. *Physics Letters B*. 1992;288(1–2):201–209. DOI: 10.1016/0370-2693(92)91978-I.
15. Pierzchała T, Piotrkowski K. Sensitivity to anomalous quartic gauge couplings in photon-photon interactions at the LHC. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*. 2008;179–180:257–264. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2008.07.032.
16. Chapon E, Royon C, Kepka O. Probing $WW_{\gamma\gamma}$ and $ZZ_{\gamma\gamma}$ quartic anomalous couplings with 10 pb^{-1} at the LHC [Internet]. 2009 August 7 [cited 2015 May 12]. 4 p. Available from: <https://arxiv.org/pdf/0908.1061>.
17. Chapon E, Royon C, Kepka O. Anomalous quartic $WW_{\gamma\gamma}$, $ZZ_{\gamma\gamma}$, and trilinear WW_{γ} coupling in two-photon processes at high luminosity at the LHC. *Physical Review D*. 2010;81(7):074003. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.074003.
18. Teles PR, d’Enterria D. Prospects for $\gamma\gamma \rightarrow H$ and $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ measurements at the FCC-ee [Internet]. 2015 October 28 [cited 2016 December 12]. Available from: <https://arxiv.org/pdf/1510.08141>.
19. d’Enterria D, Teles PR, Martins DE. Measurements of $\gamma\gamma \rightarrow \text{Higgs}$ and $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ in e^+e^- collisions at the Future Circular Collider [Internet]. 2017 December 19 [cited 2018 May 2]. Available from: <https://arxiv.org/pdf/1712.07023>.
20. Luszczak M, Szczurek A, Royon C. W^+W^- pair production in proton-proton collisions: small missing terms. *Journal of High Energy Physics*. 2015;2:98. DOI: 10.1007/JHEP02(2015)098.
21. Marfin IB, Mossolov VA, Shishkina TV. Anomalous quartic boson couplings via $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ and $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-Z$ at the TESLA kinematics [Internet]. 2003 April 30 [cited 2016 June 20]. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0304250>.
22. Sjöstrand T, Edén P, Friberg C, Lönnblad L, Miu G, Mrenna S, et al. High-energy-physics event generator with Pythia 6.1. *Computer Physics Communications*. 2001;135(2):238–259. DOI: 10.1016/S0010-4655(00)00236-8.
23. Alwall J, Demin P, de Visscher S, Frederix R, Herquet M, Maltoni F, et al. MadGraph/MadEvent v4: the new web generation. *Journal of High Energy Physics*. 2007;9:28. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/09/028.
24. Marchesini G, Webber BR, Abbiendi G, Knowles IG, Seymour MH, Stanco L. HERWIG 5.1 – a Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. *Computer Physics Communications*. 1992;67(3):465–508. DOI: 10.1016/0010-4655(92)90055-4.
25. Pukhov A. Adaptation of Vegas for event integration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003;502(2–3):596–598. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00514-X.
26. Boonekamp M, Dechambre A, Juranek V, Kepka O, Rangel MS, Royon C, et al. FPMC: a generator for forward physics [Internet]. 2011 February 12 [cited 2016 December 21]. Available from: <https://arxiv.org/pdf/1102.2531>.
27. Manko AU, Satsunkevich IS, Shulyakovsky RG. HEPComp Monte Carlo generator for two-photon production of lepton pairs at hadron collisions. *Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*. 2014;1:108–112. Russian.
28. Manko A, Satsunkevich I, Shulyakovsky R. Two-photon process at Tevatron and LHC. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2013;16(1):72–78.
29. Manko AY, Shulyakovsky RG. Two-photon production of leptons at hadron colliders in semielastic and inelastic cases. *Yadernaya fizika*. 2016;79(2):129–133. Russian.
30. Manko A, Satsunkevich I, Shulyakovsky R. On possibility of supersymmetric leptons observation at ILC and CLIC. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2014;17(2):188–193.
31. v. Weizsäcker CF. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*. 1934;88(9–10):612–625. DOI: 10.1007/BF01333110.
32. Williams EJ. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Physical Review*. 1934;45(10):729–730. DOI: 10.1103/PhysRev.45.729.
33. Hahn T. Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3. *Computer Physics Communications*. 2001;140(3):418–431. DOI: 10.1016/S0010-4655(01)00290-9.
34. Shtabovenko V, Mertig R, Orellana F. New developments in FeynCalc 9.0. *Computer Physics Communications*. 2016;207:432–444. DOI: 10.1016/j.cpc.2016.06.008.
35. Cheng T-P, Li L-F. *Gauge theory of elementary particle physics*. Oxford: Clarendon Press; 1984. XI, 536 p.
Russian edition: Cheng T-P, Li L-F. *Kalibrovochnye teorii v fizike elementarnykh chastits*. Moscow: Mir; 1987. 624 p.
36. Budnev VM, Ginzburg IF, Meledin GV, Serbo VG. The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. *Physics Reports*. 1975;15(4):181–282. DOI: 10.1016/0370-1573(75)90009-5.
37. Byckling E, Kajantie K. *Particle kinematics*. London: John Wiley and Sons; 1973. 319 p.
Russian edition: Byckling E, Kajantie K. *Kinematika elementarnykh chastits*. Kopylov GI, editor. Moscow: Mir; 1975. 343 p.
38. Weinzierl S. Introduction to Monte Carlo methods [Internet]. 2000 June 23 [cited 2010 September 12]. 47 p. Available from: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006269>.
39. Hahn T, Pérez-Victoria M. Automatized one-loop calculations in four and D dimensions. *Computer Physics Communications*. 1999;118(2–3):153–165. DOI: 10.1016/S0010-4655(98)00173-8.

УДК 621.382

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ АЗОТА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОДЗАТВОРНОГО ДИЭЛЕКТРИКА СИЛОВЫХ МОП-ТРАНЗИСТОРОВ

В. Б. ОДЖАЕВ¹⁾, А. К. ПАНФИЛЕНКО²⁾, А. Н. ПЕТЛИЦКИЙ²⁾, В. С. ПРОСОЛОВИЧ¹⁾,
Н. С. КОВАЛЬЧУК²⁾, Я. А. СОЛОВЬЕВ²⁾, В. А. ФИЛИПЕНЯ²⁾, Д. В. ШЕСТОВСКИЙ²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾«Интеграл» – управляющая компания холдинга «Интеграл»,
ул. Казинца, 121А, 220108, г. Минск, Беларусь

Исследованы силовые МОП-транзисторы с вертикальной структурой. В ряд приборов дополнительно производилась ионная имплантация азота с энергиями 20 и 40 кэВ в диапазоне доз $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{14}$ см⁻² через защитный оксид толщиной 20 нм. Для одной группы пластин сначала выполнялся быстрый термический отжиг, затем осуществлялось снятие оксида (прямой порядок), для другой группы – в противоположной последовательности (обратный порядок). Установлено, что при дополнительном внедрении ионов азота дозами $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{13}$ см⁻² с энергией 20 кэВ наблюдается увеличение заряда пробоя подзатворного диэлектрика для прямого порядка отжига. Максимальный эффект имел место для образцов при дозе ионов азота $1 \cdot 10^{13}$ см⁻² и прямом порядке термообработки. Это обусловлено взаимодействием в процессе отжига атомов азота с оборванными связями границы раздела Si – SiO₂, в результате чего образуются прочные химические связи, препятствующие накоплению заряда на поверхности границы раздела Si – SiO₂. Предположено, что основной вклад в ток утечки затвора вносит туннелирование носителей заряда через ловушки.

Ключевые слова: подзатворный диэлектрик; ионная имплантация; ионы азота; силовые МОП-транзисторы.

Образец цитирования:

Оджаев ВБ, Панфиленко АК, Петлицкий АН, Просолович ВС, Ковальчук НС, Соловьев ЯА, Филипня ВА, Шестовский ДВ. Влияние ионной имплантации азота на электрофизические свойства подзатворного диэлектрика силовых МОП-транзисторов. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:55–64.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-55-64>

For citation:

Odzaev VB, Panfilenko AK, Pyatlitski AN, Prasalovich US, Kovalchuk NS, Soloviev YaA, Filipenia VA, Shestovski DV. Influence of nitrogen ion implantation on the electrophysical properties of the gate dielectric of power MOSFETs. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:55–64. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-55-64>

INFLUENCE OF NITROGEN ION IMPLANTATION ON THE ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF THE GATE DIELECTRIC OF POWER MOSFETs

V. B. ODZAEV^a, A. K. PANFILENKA^b, A. N. PYATLITSKI^b, U. S. PRASALOVICH^a,
N. S. KOVALCHUK^b, Ya. A. SOLOVIEV^b, V. A. FILIPENIA^b, D. V. SHESTOVSKI^b

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

^b«Integral» – Holding Management Company, 121A Kazinka Street, Minsk 220108, Belarus

Corresponding author: U. S. Prasalovich (prosolovich@bsu.by)

Power MOS-transistors with vertical structure are investigated. Additionally, in some devices, ion implantation of nitrogen with energies of 20 and 40 keV was carried out in a dose range of $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{14}$ cm⁻² through a sacrificial oxide 20 nm thick. For one group of wafers, rapid thermal annealing was first carried out, then oxide removal (forward order), for the other group – in the opposite sequence (reverse order). It was found that with the additional doping of nitrogen ions in doses of $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{13}$ cm⁻² with energy of 20 keV, an increasing of gate dielectric charge to breakdown for both types of annealing is observed. The maximum effect occurred for the samples at a dose of nitrogen ions of $1 \cdot 10^{13}$ cm⁻² with the forward heat treatment order. This is due to the interaction of nitrogen atoms with dangling bonds of the Si – SiO₂ interface during annealing, as a result of which strong chemical bonds are formed that prevent charge accumulation on the surface of the Si – SiO₂ interface. It is assumed that the main contribution to the gate leakage current is made by the tunneling of charge carriers through traps.

Keywords: gate dielectric; ion implantation; nitrogen ions; power MOS-transistors.

Введение

Ключевым элементом, определяющим стабильность параметров МОП-транзисторов, является подзатворный диэлектрик, от качества которого в значительной мере зависят электрофизические характеристики приборов [1; 2]. Наличие дополнительного встроенного заряда в диэлектрике, а также быстрых поверхностных состояний на границе раздела Si – SiO₂ может приводить к существенному снижению эксплуатационных характеристик. Одним из способов устранения указанной проблемы является модификация структуры полупроводниковых приборов, однако применение данного метода затруднено тем, что любое улучшение одного параметра, как правило, негативно отражается на других [3]. В работах [1; 4] предложены способы улучшения эксплуатационных характеристик (величина заряда пробоя, ток насыщения, ток утечки затвора и т. д.) управляющих МОП-транзисторов СБИС путем азотирования подзатворного диэлектрика или его границ раздела с монокристаллическим кремнием методами нитрирования, ионной имплантации (ИИ) или посредством плазмостимулированных процессов. Обычно введение атомов азота в подзатворный оксид производится при выполнении термообработок из газовой фазы, содержащей азот, однако в данном случае сложно контролировать количество вводимого азота. Перспективным в этом плане является применение ИИ, позволяющей прецизионно вводить заданную концентрацию примесных атомов.

В настоящей работе проанализировано влияние азотирования подзатворного оксида методом ИИ на электрофизические характеристики подзатворного диэлектрика силовых МОП-транзисторов, а также определены оптимальные режимы ИИ азота, окисления и постимплантационного отжига.

Методика эксперимента

Исследовались силовые МОП-транзисторы с вертикальной структурой, полученные на основе метода двойной диффузии (DMOSFET). Приборы создавались на кремниевых пластинах проводимостью *p*-типа с удельным сопротивлением $\rho = 0,005$ Ом · см ориентацией (100) с эпитаксиальным слоем *p*-типа ($\rho = 2$ Ом · см). Области базы транзисторов формировались ИИ фосфора с энергией 80 кэВ дозой $5 \cdot 10^{14}$ см⁻². Азот имплантировался в активную область структуры прибора через защитный оксид толщиной 20 нм с энергиями 20 и 40 кэВ в диапазоне доз $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{14}$ см⁻² в одну половину кремниевой пластины. Далее пластины подвергались быстрому термическому отжигу (БТО) в атмосфере азота при температуре 900 или 1000 °С в течение 15 с и химическому травлению защитного оксида до полного его удаления (для каждой дозы имплантации и каждого режима БТО использовались отдельные пластины). Для одной группы пластин сперва проводился БТО, после выполнялось снятие оксида (прямой порядок, или *F*), для другой группы – сначала снятие оксида, а потом БТО (обратный порядок, или *B*). Затем

осуществлялось выращивание оксида затвора толщиной 42 нм и последующие операции по формированию прибора. Параллельно исследовались контрольные образцы, изготовленные на второй половине той же кремниевой пластины, прошедшие все этапы формирования прибора, но без ИИ азота (W/O).

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) и вольт-фарадные характеристики (ВФХ) регистрировались на измерителе параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A (*Agilent Technologies*, США) с зондовой станцией Cascade Summit 11000B-AP (*Cascade Microtech*, США) по 10 приборам как для каждого режима азотирования, так и для соответствующих им контрольных образцов на этой же пластине. ВАХ измерялись в режиме ограничения тока $I_{\max} = 1$ А. Погрешность измерения тока утечки сток – затвор ($I_{cз}$) была не хуже $\pm 0,1$ %. ВФХ регистрировались в диапазоне напряжений от -10 до $+10$ В на частоте 1 МГц. Контроль параметров времязависимого пробоя диэлектрических слоев проводился автоматизированным измерительным комплексом HP4061 A (*Hewlett-Packard*, США) по 20 приборам на каждой пластине (10 – для азотированной части и 10 – для контрольных образцов). Данный тип тестирования выполняется при высоких стрессовых воздействиях на тестовые структуры в составе пластин и измеряет деградацию параметров при стрессовых нагрузках [5]. Его суть заключается в воздействии на структуру экспоненциально возрастающим током. Основным параметром, получаемым в ходе данного теста, является заряд пробоя, который сильнее зависит от дефектности диэлектрика, чем напряжение пробоя. Плотность дефектов определяется по величине накопленного количества заряда, инжектированного в диэлектрик до момента его пробоя. Профиль и распределения атомов азота по глубине после проведения ИИ рассчитывались программой TRIM-2013.

Результаты и их обсуждение

Установлено, что в интервале напряжений на затворе (V_3) от -10 до $+10$ В при замкнутых на землю стоке ($V_c = 0$) и истоке ($V_n = 0$) дополнительная имплантация азота при использовании прямого порядка БТО позволяет снизить разброс токов утечки подзатворного оксида от пластины к пластине по сравнению с контрольными структурами (рис. 1). Это указывает на улучшение воспроизводимости данного параметра, что является следствием положительного влияния азотирования диэлектрика на качество изготавливаемой МОП-структуры. Стоит отметить, что для прямого процесса отжига при энергии ионов азота 40 кэВ для дозы $2 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ имеет место существенное снижение токов утечки затвора, что, вероятно, обусловлено более глубоким проникновением имплантированного азота в кремний, чем при энергии N^+ 20 кэВ. Вследствие этого происходит локализация большей концентрации атомов азота в области нестехиометрической части границы раздела Si – SiO $_2$. Исходя из структуры силового DMOSFET-транзистора, можно утверждать, что для случая $V_3 \neq 0$ при $V_c = 0$, $V_n = 0$ основной вклад в проводимость будет вносить ток утечки затвор – сток ($I_{зс}$). Это обусловлено тем, что толщина пассивирующего слоя превосходит толщину подзатворного оксида, а площадь границ раздела между затвором и p^+ -областью истока существенно меньше площади границ раздела подзатворного оксида между затвором и стоком.

Основными механизмами проводимости диэлектриков являются эмиссия Шоттки, омическая проводимость, прямое туннелирование, туннелирование Фаулера – Нордгейма, прыжковая проводимость, ток, ограниченный пространственным зарядом, ионная проводимость [6; 7]. Ток эмиссии Шоттки зависит от высоты барьера и толщины оксида [7]. Поскольку SiO $_2$ – материал с широкой запрещенной зоной ($E_g = 9$ эВ), а применяемый в наших экспериментах подзатворный оксид не является ультратонким (42 нм), данный механизм не вносит существенного вклада в проводимость подзатворного диэлектрика [8]. Омическая проводимость имеет линейную зависимость, прямое туннелирование характерно для тонких диэлектрических пленок (менее 7 нм), как и туннелирование Фаулера – Нордгейма [6]. Ток, ограниченный пространственным зарядом, свойствен диэлектрикам толщиной около 10 мкм, а ионная проводимость вносит пренебрежимо малый вклад вследствие низкой подвижности ионов диэлектрика при комнатной температуре [6; 7]. Таким образом, основной вклад в проводимость в нашем случае, вероятнее всего, вносит туннелирование через ловушки. Этот механизм утечки начинает проявляться при слабых электрических полях. Ток туннелирования через ловушки (J_H) имеет экспоненциальную зависимость [6]:

$$J_H = qanv \exp \left[\frac{qaV_o}{d_{ок}kT} - \frac{E_a}{kT} \right],$$

где a – расстояние между ловушками; n – концентрация носителей заряда в диэлектрике; v – частота тепловых колебаний электронов на ловушках; $d_{ок}$ – толщина подзатворного диэлектрика; E_a – положение ловушек в запрещенной зоне диэлектрика. В рассматриваемом нами случае также имеем экспоненциальную зависимость тока утечки затвора от напряжения на затворе (рис. 2). Термически активированный

прыжок от одного дефекта к другому происходит в диэлектриках, богатых ловушками [9] (для нашего диэлектрика плотность фиксированного заряда в подзатворном оксиде $Q_{ss} \approx 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Это позволяет предположить, что основной вклад в ток утечки затвора действительно вносит туннелирование носителей заряда через ловушки.

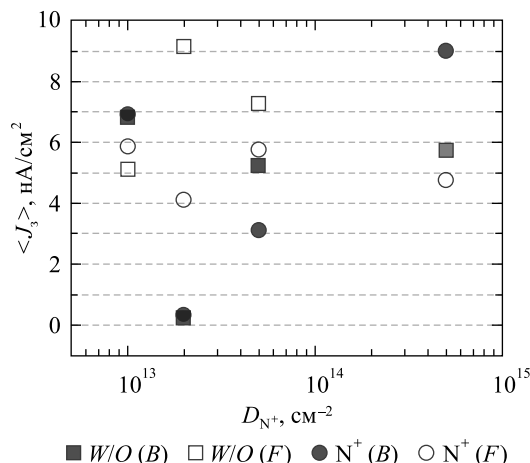


Рис. 1. Зависимость средней величины плотности тока утечки затвора транзистора ($\langle J_3 \rangle$) от дозы ИИ азота (D_{N^+}) при обратном (B) и прямом (F) порядке термообработки для образцов, имплантированных N^+ , и для контрольных образцов (W/O). Энергия имплантации для доз $1 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ – 20 кэВ, для дозы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ – 40 кэВ

Fig. 1. Dependence of the average leakage current density of the transistor gate ($\langle J_3 \rangle$) on the dose of nitrogen ion implantation (D_{N^+}) for the reverse (B) and forward (F) heat treatment samples implanted by N^+ and control samples (W/O). Implantation energy for doses of $1 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ – 20 keV, for a dose of $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ – 40 keV

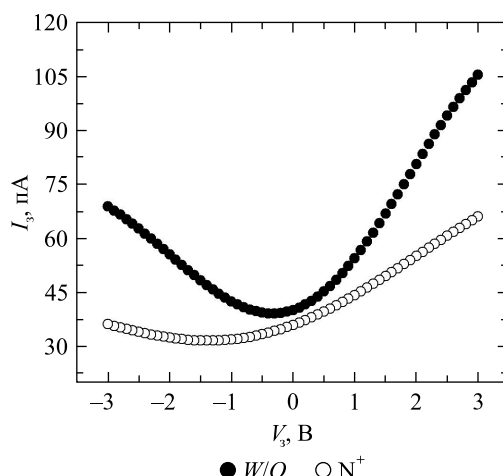


Рис. 2. Зависимость тока утечки затвора (I_3) от напряжения на затворе (V_3) для образцов, имплантированных ионами азота (N^+) дозой $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ с энергией 40 кэВ (прямой процесс отжига), и соответствующих контрольных образцов (W/O)

Fig. 2. Dependence of the gate leakage current (I_3) on the gate voltage (V_3) for samples implanted by nitrogen ions (N^+) with a dose of $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ by energy of 40 keV (forward annealing order), and corresponding control samples (W/O)

Следует отметить, что напряжение пробоя для всех исследовавшихся транзисторов практически не зависело от технологии их изготовления. Однако величина заряда пробоя (Q_{BD}) у ряда приборов, создаваемых с дополнительной операцией легирования ионами азота, существенно отличается от аналогичного параметра контрольных образцов. На рис. 3 приведены дозовые зависимости отклонения средней величины удельного заряда пробоя ($\Delta \langle Q_{BD} \rangle$) при обратном (B) и прямом (F) порядке термообработки для образцов, имплантированных N^+ , от соответствующей величины для контрольных образцов. Эффект возрастания значения $\langle Q_{BD} \rangle$ наблюдается у приборов, имплантированных ионами азота с энергией 20 кэВ при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (для обоих режимов отжига), а также при дозах имплантации $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (B) и $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (F).

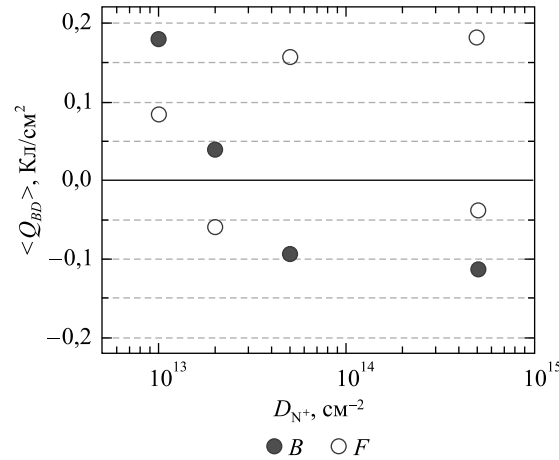


Рис. 3. Дозовая зависимость отклонения средней величины заряда пробоя для образцов, имплантированных N^+ , от аналогичной величины для контрольных образцов при обратном (B) и прямом (F) порядке термообработки.
Энергия имплантации для доз $1 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ – 20 кэВ, для дозы $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ – 40 кэВ
Fig. 3. Dose dependence of the average charge to breakdown deviation for samples implanted by N^+ from the same value for control samples in the reverse (B) and forward (F) heat treatment order.
Implantation energy for doses of $1 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ – 20 keV, for a dose of $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ – 40 keV

Наиболее существенное различие получено для образцов, имплантированных ионами азота дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, при прямом режиме отжига. Для этих образцов значение $\langle Q_{BD} \rangle$ возросло на 15 % по сравнению с аналогичной величиной для контрольных образцов, удельный заряд пробоя $0,853 \text{ Кл/см}^2$ выдерживало около 60 % приборов, тогда как среди контрольных образцов – не более 20 %. При удельном заряде пробоя до $0,3 \text{ мКл/см}^2$ пробивалось около 10 % контрольных образцов, в то время как из числа приборов, созданных с дополнительной операцией легирования ионами азота, ни один не был пробит. Это свидетельствует о том, что присутствие атомов азота в слое диэлектрика и на его границах оказывает существенное воздействие на устойчивость сформированного устройства к процессам образования поверхностных состояний, которые непосредственно влияют на величину Q_{BD} .

Для образцов, имплантированных ионами азота дозой $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, при обратном режиме термообработки значение $\langle Q_{BD} \rangle$ меньше, чем при прямом режиме. Вероятно, это обусловлено тем, что при проведении отжига после удаления защитного оксида (обратный порядок) атомы азота легко выходят наружу, покидая диэлектрик. Вследствие этого радиационные дефекты, образовавшиеся после дополнительной ИИ азота и последующего БТО, имеют меньше центров аннигиляции и стока, что сказывается на значении Q_{BD} .

При увеличении дозы ИИ азота до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и повышении энергии ИИ до 40 кэВ значение $\langle Q_{BD} \rangle$ становится ниже, чем для контрольных образцов, независимо от режима термообработки, что, вероятнее всего, обусловлено возрастанием числа постимплантационных дефектов вследствие дополнительного ионного внедрения азота. Если доза имплантации азота превышает $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, в кремниевой подложке в процессе отжига формируются дислокационные петли, снижающие надежность оксида затвора [10; 11].

Однако для образцов, имплантированных ионами азота с энергией 40 кэВ дозой $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, при обратном порядке термообработки наблюдается также небольшое увеличение средней величины заряда пробоя по сравнению с аналогичной величиной для контрольных образцов. Вероятно, это объясняется тем, что отсутствие защитного оксида при БТО позволяет образовавшимся точечным дефектам частично аннигилировать на поверхности благодаря наличию на ней атомов азота, не формируя более крупных устойчивых структурных дефектов типа дислокаций и дислокационных петель. При энергии имплантации 40 кэВ в кремнии будет задерживаться большее количество имплантированных атомов азота вследствие их более глубокой локализации, чем при энергии имплантации 20 кэВ (проецированный пробег ионов, согласно расчетам программы TRIM-2013, составляет 110 и 60 нм соответственно). Таким образом, малое количество постимплантационных дефектов при дозах ионов азота до $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (энергия 20 кэВ) и отсутствие испарения атомов азота с поверхности в реактор при прямом порядке термообработки позволяют повысить величину заряда пробоя подзатворного оксида полевых транзисторов.

Полученные результаты хорошо согласуются со значениями плотности фиксированного заряда (Q_{SS}). С увеличением дозы ИИ до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ возрастает значение Q_{SS} (для прямого порядка отжига – на 20,3 %, для обратного – на 10,3 %).

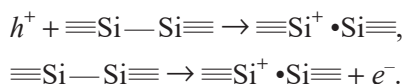
для обратного – на 2,4 %), что свидетельствует о возникновении дефектов внутри формируемого диэлектрика. Вероятно, при обратном порядке отжига часть возникающих при ИИ азота дефектов, в том числе и сами имплантируемые атомы азота, находят места для стока на поверхности кремния, не оказывая влияния на характеристики азотированного оксида. Этот эффект не наблюдается при прямом порядке отжига ввиду наличия слоя защитного оксида на поверхности Si при проведении БТО. Можно заключить, что присутствие атомов азота уменьшает дефектность кристаллической структуры имплантированной подложки, границы раздела Si – SiO₂ и формируемого оксида, что проявляется в снижении значений Q_{SS} для образцов, дополнительно имплантированных ионами азота, по сравнению с контрольными образцами.

Следовательно, проведение дополнительной операции ИИ азота при изготовлении силовых МОП-транзисторов с вертикальной структурой оказывает существенное влияние на дефектность подзатворного диэлектрика. Действительно, в момент приложения стрессового воздействия к структуре при измерениях времязависимого пробоя в подзатворном диэлектрике протекает преимущественно туннельный ток Фаулера – Нордгейма [5], под действием которого имеет место генерация так называемых внутренних дефектов, обусловленных наличием структурных нарушений в диэлектрике, возникающих в процессе его формирования. Достигнув критической плотности, они вызывают образование в диэлектрике проводящего канала и пробой. При увеличении приложенного потенциала происходит инжекция носителей заряда в оксид, что приводит к разрыву ковалентных связей атомов, вследствие чего в оксиде и на его границе раздела формируются ловушки. Пробой диэлектрика возникает при перекрытии ловушек и образовании проводящего канала от затвора до проводящего канала транзистора. Меньшая концентрация ловушек, упрочнение связей на границе раздела Si – SiO₂ и в слое оксида у образцов, дополнительно имплантированных N⁺, увеличивают электрическую прочность диэлектрика.

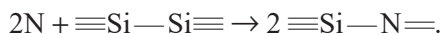
Наряду с генерированной дефектностью за счет приложенного поля в диэлектрике могут существовать так называемые внешние дефекты, привнесенные в него в процессе производства: загрязнения, механические напряжения, вакансии. При приложении электрического поля к диэлектрику с такими дефектами проводящий путь в нем формируется быстрее, и пробой диэлектрика происходит при более низких значениях напряжения. Плотность «внешних» дефектов напрямую связана с условиями производства. Учитывая, что формирование силовых МОП-транзисторов, дополнительно легированных ИИ азота, и контрольных образцов проводилось на разных половинах одной и той же кремниевой пластины, можно предположить, что количество «внешних» дефектов в обоих видах исследовавшихся приборов существенно не различалось.

Согласно работе [12] связи Si₃—N на границе раздела являются стабильными и выдерживают высокую температуру термообработки, что способствует накоплению атомов азота на границе раздела Si – SiO₂. Это согласуется с различием величин ковалентных радиусов азота (0,7 Å) и кремния (1,175 Å). Имплантированные атомы азота, находящиеся в узлах [13], вызывают механические напряжения кристаллической решетки и после отжига покидают их, переходя в междоузлия. Экспериментальными наблюдениями рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии установлено, что любой атом азота, который достигает поверхности кремниевой подложки, накапливается на границе Si – SiO₂ [4; 13]. Диффузия азота к поверхности обусловлена градиентом его концентрации и возникшими упругими напряжениями в кристаллической решетке.

Граница раздела представляет собой тонкий переходный слой нестехиометрического состава SiO_x, в котором кремний имеет степени окисления Si⁺, Si²⁺ и Si³⁺ и образует свойственные только границе группировки атомов: поверхностные состояния, дефекты, возникшие вследствие несоответствия периодов решеток, парамагнитные P_{b0} -центры ($\equiv\text{Si}_3\text{Si}\cdot$) с одной нескомпенсированной ковалентной связью атома кремния (рис. 4) и E' -центры ($\cdot\text{Si}\equiv\text{O}_3$) [14; 15]. Наибольшая концентрация дефектов (слои атомов кремния – P_{b0} -центры) находится вблизи границы раздела Si – SiO₂ на примыкающей к ней поверхности со стороны подложки и на тонком переходном слое нестехиометрического состава SiO_x (E' -центры) [15]. Согласно работам [16–18] к образованию P_{b0} -центра и положительно заряженного E' -центра также может приводить захват дырок на нейтральный диамагнитный Si—Si-дефект либо высвобождение электрона:



При формировании слоя азотированного оксида в случае, когда атомы азота взаимодействуют в том числе и с напряженными Si—Si-связями, что приводит к образованию новых Si—N-связей [10; 19], наиболее вероятным будет протекание реакции



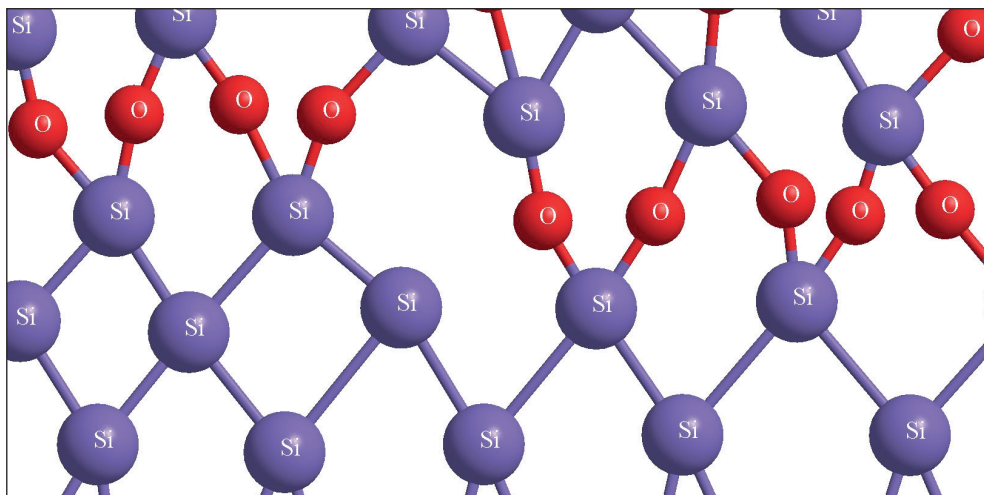


Рис. 4. P_{b0} -центр на границе Si – SiO₂

Fig. 4. P_{b0} -center at the Si – SiO₂ interface

Азот вступает в химическое взаимодействие также и с P_{b0} -центрами, происходит образование Si—N-связей (рис. 5) [10; 19], в результате чего плотность поверхностных состояний на границе кремний – оксинитрид кремния будет уменьшаться:

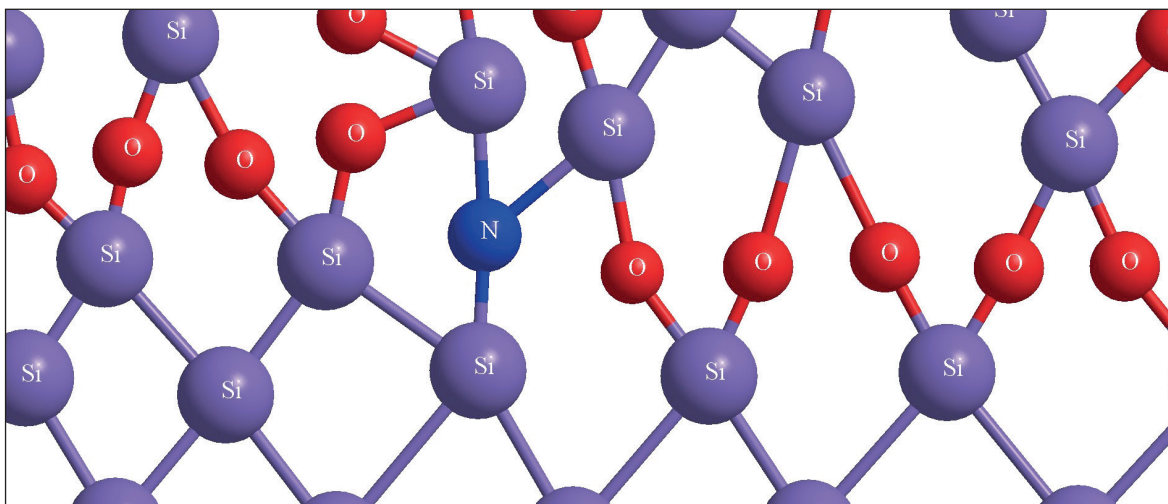
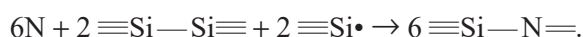


Рис. 5. Образование химических связей атома азота с атомами кремния на границе Si – SiO₂

Fig. 5. Chemical bonds formation of a nitrogen atom with silicon atoms at the Si – SiO₂ interface

Таким образом, атомы азота, взаимодействуя с оборванными связями, заменяя нескомпенсированные или напряженные связи на более устойчивые (ввиду высокой электроотрицательности азота), могут интегрироваться на границе, образуя более прочные связи, чем в объеме Si. Устранение дефектов на границе оксида, имплантированного азотом, улучшает такую его характеристику, как заряд пробоя, способствует уменьшению процессов деградации, вызванных горячими электронами [10; 20].

Полученные результаты не могут быть объяснены замедлением скорости роста оксида, содержащего атомы азота. При использованных дозах ИИ азота значения толщин подзатворных оксидов приборов, полученные на основании измерений ВФХ, не отличались более чем на 5 %. Вероятно, это обусловлено тем, что в процессе окисления и отжига большая часть атомов азота сдвигается к границе раздела Si – SiO₂, образуя вблизи нее слой с повышенной концентрацией азота. Именно окисление этого слоя может замедлить общую кинетику, но только на начальных этапах процесса формирования оксида. Впоследствии оставшаяся в кремниевой подложке часть атомов азота более низкой концентрации не сможет существенно повлиять на кинетику роста толстых оксидных слоев. Наши предположения согласуются с данными работ [10; 21; 22]. Так, в исследовании [21] наблюдалось снижение скорости

роста оксида, начиная с доз имплантации $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при толщине полученного слоя подзатворного оксида 2–4 нм. Однако в работе [22] показано, что существует некоторый период времени, в течение которого происходит замедление скорости роста оксида, но впоследствии скорость окисления становится практически такой же, как и для не имплантированного азотом кремния. Также в статье [22] отмечено, что ощутимое влияние на скорость роста оксида толщиной около 70 нм будут оказывать только дозы имплантации азота не менее чем $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Заключение

Установлено, что для ряда силовых МОП-транзисторов с вертикальной структурой, созданных с применением дополнительной операции имплантации ионов азота дозами $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ с энергией 20 кэВ, наблюдается рост средней величины заряда пробоя подзатворного диэлектрика для прямого порядка постимплантационного БТО, а также уменьшение плотности фиксированного заряда Q_{SS} . Максимальный эффект имеет место для образцов с азотированным оксидом, полученным ИИ азота дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, при прямом порядке термообработки. Для данных образцов значение $\langle Q_{BD} \rangle$ возросло на 15 %, удельный заряд пробоя $0,853 \text{ Кл/см}^2$ выдерживало около 60 % приборов. Это обусловлено тем, что в процессе отжига азот взаимодействует с оборванными связями атомных слоев границы раздела Si – SiO₂, где оксид кремния имеет нестехиометрический состав SiO_x. В результате этого образуются более прочные химические связи, препятствующие накоплению заряда на поверхности границы раздела Si – SiO₂. С увеличением дозы ИИ азота до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ значение $\langle Q_{BD} \rangle$ становится ниже, чем для образцов без дополнительной ИИ азота, что обусловлено возрастающим влиянием постимплантационных дефектов.

Дополнительная имплантация азота при использовании прямого порядка БТО позволяет снизить разброс токов утечки подзатворного оксида от пластины к пластине по сравнению с контрольными структурами, что указывает на улучшение диэлектрических свойств оксида и его границ в МОП-структуре. Для прямого процесса отжига при энергии ионов азота 40 кэВ для дозы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ имеет место существенное снижение токов утечки затвора, что, вероятно, обусловлено более глубоким проникновением имплантированного азота в кремний, чем при энергии N⁺ 20 кэВ. Вследствие этого при БТО происходит локализация большей концентрации атомов азота в области нестехиометрической части границы раздела Si – SiO₂ и ее более эффективная пассивация. Предположено, что основной вклад в ток утечки затвора вносит туннелирование носителей заряда через ловушки.

Библиографические ссылки

1. Красников ГЯ. *Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов*. 2-е издание, исправленное. Москва: Техносфера; 2011. 800 с.
2. Оджаев ВБ, Петлицкий АН, Просолович ВС, Турцевич АС, Шведов СВ, Филипеня ВА и др. Влияние технологических примесей на электрофизические параметры МОП-транзистора. *Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-тэхнічных навук*. 2014;4:14–17.
3. Baliga BJ. *Advanced power MOSFET concepts*. New York: Springer Science + Business Media; 2010. 578 p. DOI: 10.1007/978-1-4419-5917-1.
4. Adam LS, Bowen C, Law ME. On implant-based multiple gate oxide schemes for system-on-chip integration. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2003;50(3):589–600. DOI: 10.1109/TED.2003.810473.
5. Dumin DJ, editor. *Oxide reliability: a summary of silicon oxide wearout, breakdown, and reliability*. Singapore: World Scientific; 2002. 280 p. (Selected topics in electronics and systems; volume 23). DOI: 10.1142/4880.
6. Chiu F-C. A review on conduction mechanisms in dielectric films. *Advances in Materials Science and Engineering*. 2014;2014:578168. DOI: 10.1155/2014/578168.
7. Sze SM, Lee MK. *Semiconductor devices: physics and technology*. 3rd edition. [S. l.]: John Wiley & Sons; 2012. 592 p.
8. Robertson J. High dielectric constant gate oxides for metal oxide Si transistors. *Reports on Progress in Physics*. 2005;69(2):327–396. DOI: 10.1088/0034-4885/69/2/R02.
9. Khanin SD. Hopping electronic conduction in metal oxide films and their insulating properties. In: *Proceedings of the 4th International conference on conduction and breakdown in solid dielectrics; 1992 June 22–25; Sestri Levante, Italy*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 1992. p. 57–61. DOI: 10.1109/ICSD.1992.224960.
10. Nam I-H, Hong S-I, Sim J-S, Park B-G, Lee JD. 열처리 효과가 질소이온주입후에 성장시킨 산화막의 Q_{BD} 특성에 미치는 영향 [Annealing effects on QBD of ultra-thin gate oxide grown on nitrogen implanted silicon]. *Journal of the Institute of Electronics Engineers of Korea SD*. 2000;37(3):6–13. Korean.
11. Nam I-H, Sim JS, Hong SI, Park B-G, Lee JD, Lee S-W, et al. Ultrathin gate oxide grown on nitrogen-implanted silicon for deep submicron CMOS transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2001;48(10):2310–2316. DOI: 10.1109/16.954470.
12. Takasaki K, Irino K, Aoyama T, Momiyama Y, Nakanishi T, Tamura Y, et al. Impact of nitrogen profile in gate nitrided-oxide on deep-submicron CMOS performance and reliability. *Fujitsu Scientific and Technical Journal*. 2003;39(1):40–51.

13. Челябинский АР, Явид ВЮ, Венгерэк П. Накопление радиационных дефектов в кремнии при имплантации ионов азота. В: *Взаимодействие излучений с твердым телом. Материалы 5-й Международной научной конференции; 6–9 октября 2003 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БГУ; 2003. с. 206–208.
14. Берченко НН, Медведев ЮВ. Химия границы раздела сложный полупроводник – собственный диэлектрик. *Успехи химии*. 1994;63(8):655–672.
15. Ryan JT, Lenahan PM, Grasser T, Enichlmair H. Recovery-free electron spin resonance observations of NBTI degradation. In: *2010 IEEE International reliability physics symposium; 2010 May 2–6; Anaheim, CA, USA*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2010. p. 43–49. DOI: 10.1109/IRPS.2010.5488854.
16. DiMaria DJ, Stasiak JW. Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons. *Journal of Applied Physics*. 1989;65(6):2342–2356. DOI: 10.1063/1.342824.
17. Гриценко ВА, Журавлев КС, Надолинный ВА. Квантование электронного спектра и локализация электронов и дырок в кремниевых квантовых точках. *Физика твердого тела*. 2011;53(4):803–806.
18. Li FM, Nathan A. *CCD image sensors in deep-ultraviolet: degradation behavior and damage mechanisms*. Berlin: Springer-Verlag; 2005. 231 p. DOI: 10.1007/b139047.
19. Гриценко ВА. Структура границ раздела кремний/оксид и нитрид/оксид. *Успехи физических наук*. 2009;179(9):921–930. DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909a.0921.
20. Guarin FJ, Rauch SE, La Rosa G, Brelsford K. Improvement in hot carrier lifetime as a function of N2 ion implantation before gate oxide growth in deep submicron NMOS devices. *IEEE Electron Device Letters*. 1999;20(12):602–604. DOI: 10.1109/55.806098.
21. Liu CT, Lloyd EJ, Ma Y, Du M, Opila RL, Hillenius SF. High performance 0.2 μm CMOS with 25 Å gate oxide grown on nitrogen implanted Si substrates. In: *International electron devices meeting. Technical digest; 1996 December 8–11; San Francisco, CA, USA*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 1996. p. 499–502. DOI: 10.1109/IEDM.1996.553849.
22. Josquin WJM. The application of nitrogen ion implantation in silicon technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1983;209–210(part 2):581–587. DOI: 10.1016/0167-5087(83)90855-4.

References

1. Krasnikov GYa. *Konstruktivno-tehnologicheskie osobennosti submikronnykh MOP-tranzistorov* [Design and technological features of submicron MOS-transistors]. 2nd edition, revised. Moscow: Tekhnosfera; 2011. 800 p. Russian.
2. Odzaev VB, Pyatlitski AN, Prasalovich VS, Turtsevich AS, Shvedau SV, Filipenia VA, et al. Influence of technological impurities on electrical parameters of MOS-transistor. *Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series*. 2014;4:14–17. Russian.
3. Baliga BJ. *Advanced power MOSFET concepts*. New York: Springer Science + Business Media; 2010. 578 p. DOI: 10.1007/978-1-4419-5917-1.
4. Adam LS, Bowen C, Law ME. On implant-based multiple gate oxide schemes for system-on-chip integration. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2003;50(3):589–600. DOI: 10.1109/TED.2003.810473.
5. Dumin DJ, editor. *Oxide reliability: a summary of silicon oxide wearout, breakdown, and reliability*. Singapore: World Scientific; 2002. 280 p. (Selected topics in electronics and systems; volume 23). DOI: 10.1142/4880.
6. Chiu F-C. A review on conduction mechanisms in dielectric films. *Advances in Materials Science and Engineering*. 2014;2014:578168. DOI: 10.1155/2014/578168.
7. Sze SM, Lee MK. *Semiconductor devices: physics and technology*. 3rd edition. [S. l.]: John Wiley & Sons; 2012. 592 p.
8. Robertson J. High dielectric constant gate oxides for metal oxide Si transistors. *Reports on Progress in Physics*. 2005;69(2):327–396. DOI: 10.1088/0034-4885/69/2/R02.
9. Khanin SD. Hopping electronic conduction in metal oxide films and their insulating properties. In: *Proceedings of the 4th International conference on conduction and breakdown in solid dielectrics; 1992 June 22–25; Sestri Levante, Italy*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 1992. p. 57–61. DOI: 10.1109/ICSD.1992.224960.
10. Nam I-H, Hong S-I, Sim J-S, Park B-G, Lee JD. 열처리 효과가 질소이온주입후에 성장시킨 산화막의 Q_{BD} 특성에 미치는 영향 [Annealing effects on QBD of ultra-thin gate oxide grown on nitrogen implanted silicon]. *Journal of the Institute of Electronics Engineers of Korea SD*. 2000;37(3):6–13. Korean.
11. Nam I-H, Sim JS, Hong SI, Park B-G, Lee JD, Lee S-W, et al. Ultrathin gate oxide grown on nitrogen-implanted silicon for deep submicron CMOS transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2001;48(10):2310–2316. DOI: 10.1109/16.954470.
12. Takasaki K, Irino K, Aoyama T, Momiyama Y, Nakanishi T, Tamura Y, et al. Impact of nitrogen profile in gate nitrided-oxide on deep-submicron CMOS performance and reliability. *Fujitsu Scientific and Technical Journal*. 2003;39(1):40–51.
13. Chelyadinskii AR, Yavid VYu, Węgierek P. Accumulation of radiation defects in silicon implanted with nitrogen ions. In: *Vzaimodeistvie izlucheni s tverdyim telom. Materialy 5-i Mezhdunarodnoi nauchnoi konferentsii; 6–9 oktyabrya 2003 g.; Minsk, Belarus* [Interaction of radiation with solids. Proceedings of the 5th International scientific conference; 2003 October 6–9; Minsk, Belarus]. Minsk: Belarusian State University; 2003. p. 206–208. Russian.
14. Berchenko NN, Medvedev YuV. Chemistry of compound semiconductor – native dielectric interface. *Uspekhi khimii*. 1994;63(8):655–672. Russian.
15. Ryan JT, Lenahan PM, Grasser T, Enichlmair H. Recovery-free electron spin resonance observations of NBTI degradation. In: *2010 IEEE International reliability physics symposium; 2010 May 2–6; Anaheim, CA, USA*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2010. p. 43–49. DOI: 10.1109/IRPS.2010.5488854.
16. DiMaria DJ, Stasiak JW. Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons. *Journal of Applied Physics*. 1989;65(6):2342–2356. DOI: 10.1063/1.342824.
17. Gritsenko VA, Zhuravlev KS, Nadolnnyi VA. [Quantization of the electronic spectrum and localization of electrons and holes in silicon quantum dots]. *Fizika tverdogo tela*. 2011;53(4):803–806. Russian.
18. Li FM, Nathan A. *CCD image sensors in deep-ultraviolet: degradation behavior and damage mechanisms*. Berlin: Springer-Verlag; 2005. 231 p. DOI: 10.1007/b139047.

19. Gritsenko VA. [The structure of the silicon/oxide and nitride/oxide interface]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 2009;179(9):921–930. Russian. DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909a.0921.

20. Guarin FJ, Rauch SE, La Rosa G, Brelsford K. Improvement in hot carrier lifetime as a function of N₂ ion implantation before gate oxide growth in deep submicron NMOS devices. *IEEE Electron Device Letters*. 1999;20(12):602–604. DOI: 10.1109/55.806098.

21. Liu CT, Lloyd EJ, Ma Y, Du M, Opila RL, Hillenius SF. High performance 0.2 μ m CMOS with 25 Å gate oxide grown on nitrogen implanted Si substrates. In: *International electron devices meeting. Technical digest; 1996 December 8–11; San Francisco, CA, USA*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 1996. p. 499–502. DOI: 10.1109/IEDM.1996.553849.

22. Josquin WJM. The application of nitrogen ion implantation in silicon technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1983;209–210(part 2):581–587. DOI: 10.1016/0167-5087(83)90855-4.

Статья поступила в редакцию 07.04.2020.

Received by editorial board 07.04.2020.

Авторы:

Владимир Борисович Оджаев – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Анатолий Кузьмич Панфиленко – главный инженер.

Александр Николаевич Петлицкий – кандидат физико-математических наук; директор государственного центра «Белмикроанализ» филиала НТЦ «Белмикросистемы».

Владислав Савельевич Просолович – кандидат физико-математических наук, доцент; заведующий научно-исследовательской лабораторией спектроскопии полупроводников кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Наталья Станиславовна Ковальчук – кандидат технических наук, доцент; заместитель главного инженера.

Ярослав Александрович Соловьев – кандидат технических наук, доцент; заместитель директора филиала «Транзистор».

Виктор Анатольевич Филипеня – ведущий инженер государственного центра «Белмикроанализ» филиала НТЦ «Белмикросистемы».

Дмитрий Викторович Шестовский – инженер-технолог отдела перспективных технологических процессов.

Authors:

Vladimir B. Odzaev, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

odzaev@bsu.by

Anatoli K. Panfilenka, chief engineer.

Aliaksandr N. Pyatlitski, PhD (physics and mathematics); director of the state center «Belmicroanalysis», branch STC «Belmicrosystems».

petan@tut.by

Uladislau S. Prasolovich, PhD (physics and mathematics), docent; head of the laboratory of semiconductor spectroscopy, department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

prosolovich@bsu.by

Natalya S. Kovalchuk, PhD (engineering), docent; deputy chief engineer.

Yaroslav A. Soloviev, PhD (engineering), docent; deputy director of the branch «Transistor».

Viktar A. Filipenia, leading engineer at the state center «Belmicroanalysis», branch STC «Belmicrosystems».

Dmitry V. Shestovskii, engineer-technologist at the department of advanced technological processes.

dshestovski@integral.by

<https://orcid.org/0000-0002-4259-3276>

УДК 539.376:621.317.3

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА МОДИФИКАЦИЮ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТАЛИ

**В. С. САВЕНКО¹⁾, О. А. ТРОИЦКИЙ²⁾,
М. М. ХРУЩОВ²⁾, В. И. СТАШЕНКО²⁾, Д. А. ЗЕРНИЦА¹⁾**

¹⁾Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина,
ул. Студенческая, 28, 247760, г. Мозырь, Беларусь

²⁾Институт машиноведения им. А. А. Благонравова Российской академии наук,
пер. Малый Харитоньевский, 4, 101990, г. Москва, Россия

Установлено влияние СВЧ-излучения на процессы активной пластической деформации растяжением и релаксации механических напряжений в нагруженных образцах нержавеющей стали при действии импульсов тока и разных направлениях вектора напряженности E СВЧ-излучения относительно оси образца. При продольной

Образец цитирования:

Савенко ВС, Троицкий ОА, Хрущов ММ, Сташенко ВИ, Зерница ДА. Влияние высокоэнергетических воздействий на модификацию физико-механических характеристик стали. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:65–75.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-65-75>

For citation:

Savenko VS, Troitskiy OA, Hrushchov MM, Stashenko VI, Zernitsa DA. Effects of high energy on steel structure in deformation. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020; 3:65–75. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-65-75>

Авторы:

Владимир Семенович Савенко – доктор технических наук, профессор; заведующий кафедрой физики и математики физико-инженерного факультета.

Олег Александрович Троицкий – доктор технических наук, профессор; главный научный сотрудник лаборатории комплексных физико-механических исследований материалов.

Михаил Михайлович Хрущов – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник лаборатории комплексных физико-механических исследований материалов.

Владимир Иванович Сташенко – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник лаборатории комплексных физико-механических исследований материалов.

Денис Александрович Зерница – аспирант кафедры физики и математики физико-инженерного факультета. Научный руководитель – доктор физико-математических наук, профессор В. Г. Шепелевич.

Authors:

Vladimir S. Savenko, doctor of science (engineering), full professor; head of the department of physics and mathematics, faculty of physics and engineering.
savenko-vl@rambler.ru

Oleg A. Troitskiy, doctor of science (engineering), full professor; chief researcher at the laboratory of complex physical and mechanical research of materials.
oatroitsky@mail.ru

Mikhail M. Hrushchov, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the laboratory of complex physical and mechanical research of materials.

Vladimir I. Stashenko, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the laboratory of complex physical and mechanical research of materials.

Denis A. Zernitsa, postgraduate student at the department of physics and mathematics, faculty of physics and engineering.
dzernitsa@mail.ru

ориентации вектора E и наличии тока эффект разупрочнения металла возрастал с 22 до 30 %. Анализ микроструктуры образцов с током и без него по различным параметрам показал существенное влияние внешних энергетических воздействий на зернистую структуру стали. Действие импульсов электрического тока высокой плотности и СВЧ-излучения на образец, нагруженный выше предела текучести, увеличивает пластичность нержавеющей стали и ее прочностные характеристики, приводит к модификации микроструктуры. Установлено изменение фазового состава по содержанию мартенситной и аустенитной фаз в стали. СВЧ-излучение совместно с импульсом тока подавляет образование мартенсита (α -фазы) в деформированной части образца. Полученные результаты свидетельствуют о наличии дополнительного механизма электропластической деформации в скрещенных внешнем магнитном поле СВЧ-излучения и собственном магнитном поле тока.

Ключевые слова: СВЧ-излучение; импульсный ток; сталь 12X18H10T; деформация; микроструктура; дислокация; рентгенодифрактометрия.

EFFECTS OF HIGH ENERGY ON STEEL STRUCTURE IN DEFORMATION

V. S. SAVENKO^a, O. A. TROITSKIY^b,
M. M. HRUSHCHOV^b, V. I. STASHENKO^b, D. A. ZERNITSA^a

^a*Mozyr State Pedagogical University named after I. P. Shamyakin,
28 Studenckaja Street, Mazyr 247760, Belarus*

^b*Mechanical Engineering Research Institute, Russian Academy of Sciences,
4 Maly Kharitonyevsky Lane, Moscow 101990, Russia*

Corresponding author: V. S. Savenko (savenko-vl@rambler.ru)

The author of the article investigates how microwave radiation affects the processes of active deformation and mechanical stress relaxation in stressed stainless steel specimen under the electric current and when vector E (of microwave radiation) moves in different directions along the axe of the specimen. When vector E of microwave radiation was oriented in a longitudinal way and electric current was passed, the softening of metal increased from 22 to 30 %. Multi-criteria analysis of steel samples with electric current and samples with no electric current was made. Analysis findings showed that external energy deposition influenced greatly on deformation of steel crystals. The action of high-density electric current pulses and microwave radiation on a sample loaded above the yield strength increases the ductility of stainless steel, and its strength characteristics, the microstructure is modified. Phase composition of steel was also investigated. The studies showed that the content of martensitic and austenitic phases in steel changed significantly. Moreover, the results showed that there was an additional mechanism of electroplastic deformation in the crossed fields of microwave radiation and magnetic field of current.

Keywords: microwave radiation; impulse current; 12X18H10T steel; deformation; microstructure; dislocation; X-ray diffractometry.

Введение

Целью работы являлось изучение совместного влияния на структуру стали 12X18H10T СВЧ-излучения и импульсов электрического тока высокой плотности (порядка 10^3 А/мм²) длительностью 10^{-4} с во время пластической деформации растяжением нагрузкой выше предела текучести.

К настоящему моменту рассматривается ряд механизмов действия электромагнитных полей на деформацию твердых тел: явление электронного ветра, пинч-эффект и спиновое разупрочнение металла, которое объясняет увеличение электропластического эффекта (ЭПЭ) в присутствии небольшого количества парамагнитных примесей (до 1 %). В результате спиновой конверсии происходит депиннинг дислокаций от точек закрепления в виде примесей, что усиливает ЭПЭ.

Деформация металла за счет пинч-эффекта в значительной мере связана с распространением волн в образцах, нагруженных выше предела текучести (рис. 1). Волны распространяются в радиальном (поперечном) и осевом (продольном) направлениях.

Скорость распространения волн различна. Для радиального направления она составляет

$$V_r = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}}, \quad \rho = \frac{\gamma}{g},$$

где σ – приложенное механическое напряжение; ε – относительная деформация; γ – удельный вес металла; g – ускорение силы тяжести.

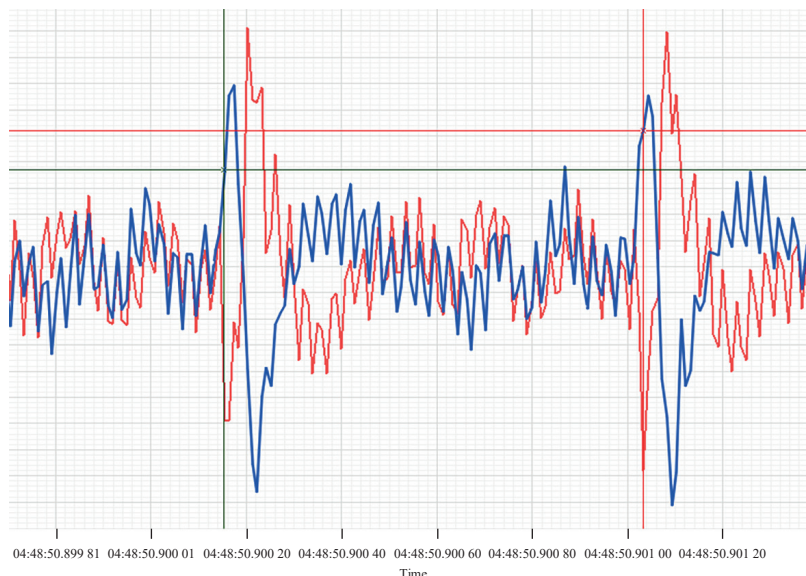


Рис. 1. Импульсы ускорения в радиальном (красный цвет) и осевом (синий цвет) направлениях для периодического возбуждения импульсного тока 1 кА в медном образце диаметром 4 мм

Fig. 1. Acceleration pulses in the radial (red) and axial (blue) directions for the periodic excitation of a pulsed current of 1 kA in a copper sample with a diameter of 4 mm

Для осевого направления ее величина равна

$$V_1 = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}.$$

Таким образом, скорость распространения упругих волн в радиальном направлении пропорциональна квадратному корню из модуля упрочнения $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$, а скорость распространения волн вдоль оси образца – квадратному корню из значения условного приложенного напряжения.

Пинч-эффект вызывает ультразвуковую вибрацию кристаллической решетки, стимулируя пластическую деформацию металла через решеточную подсистему. В случае деформации кристалла одиночными импульсами тока влияние пинч-эффекта при продолжительности его действия 10^{-5} – 10^{-4} с на фоне времени протекания инициированных им скачков деформации 10^{-3} – 10^{-2} с можно сравнить с эффектом уменьшения стартовых напряжений для дислокаций.

Методика эксперимента

Образцы для исследований вырезались из стали 12Х18Н10Т толщиной 0,2 мм в соответствии с требованиями к конфигурации и размерам образца для испытательной машины ИР 5047-50-10 (ОАО «Точприбор», Россия). Длина рабочей части – 28 мм (рис. 2).

Выбор СВЧ-излучения и импульсов тока обусловлен возможностью менять направление магнитного поля СВЧ-излучения относительно магнитного поля импульсного тока, текущего через образец. Для обеспечения дополнительной пластичности металла необходимо, чтобы магнитное поле импульсного тока и внешнее магнитное поле СВЧ-излучения были скрещены [1]. Пластическая деформация нержавеющей стали осуществлялась за счет активной деформации образцов растяжением и в опытах с релаксацией механических напряжений. Ориентация вектора напряженности электрического поля E в составе электромагнитного поля СВЧ-излучения была продольной или поперечной относительно оси образца. При совпадении вектора E СВЧ-излучения с вектором плотности тока J_m возникает дополнительная пластификация нержавеющей стали. В случае продольной ориентации вектора E эффект разупрочнения металла в суммарном действии тока и СВЧ-излучения возрастал примерно на 8 % (с 22 до 30 %) [2–4].

Перераспределение напряженности магнитного поля H в приповерхностных слоях материала обуславливает пондеромоторные явления в виде динамического пинч-эффекта за счет возникающего поперечного поля Холла, которое приводит к сжатию образцов собственным магнитным полем и возбуждению упругих колебаний остова кристаллической решетки с частотой следования импульсов тока [5].

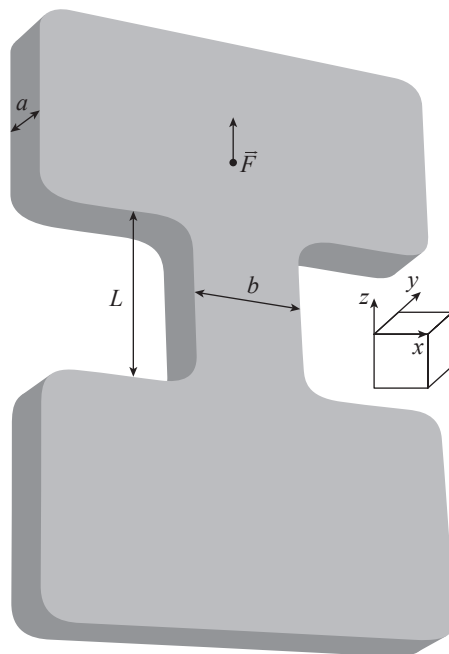


Рис. 2. Образец для исследований

Fig. 2. Research sample

Тепловые эффекты действия тока и СВЧ-излучения корректно вычитались из величин общего снижения деформирующих усилий и релаксации напряжений. Следует отметить, что собственный динамический пинч-эффект действия импульсного тока на плоских тонких образцах был слабо выражен.

Исследование микроструктуры

Изучение микроструктуры материала образцов проводилось с использованием растрового электронного микроскопа LEO 1455VP (*Carl Zeiss*, Германия). Наблюдение осуществлялось посредством регистрации отраженных электронов, ускоряющее напряжение составляло 20 кВ (рис. 3).

При воздействии импульсов электрического тока и СВЧ-излучения на образец, нагруженный выше предела текучести, изменяется как пластичность нержавеющей стали, так и ее прочностные характеристики: микроструктура материала становится более мелкозернистой, модифицируется морфология, внутри металла появляются зоны рекристаллизации с размером зерна 1–3 мкм (рис. 4, а, б).

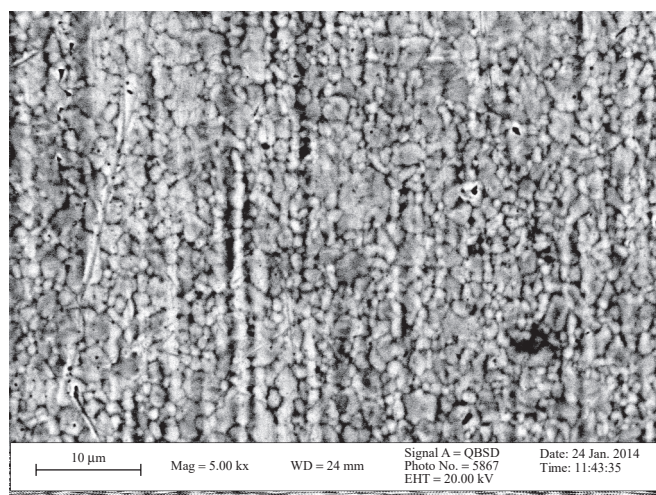


Рис. 3. Микроструктура образца после деформации

Fig. 3. Microstructure of the metal after deformation

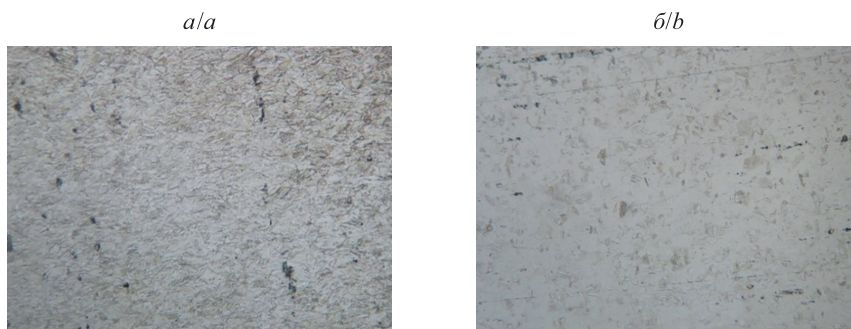


Рис. 4. Микроструктура деформированной части образца под действием тока и СВЧ-излучения (а) и в отсутствие тока (б).
Изображения получены с помощью инвертированного металлографического микроскопа EPIPHOT 200 (Nikon, Япония)

Fig. 4. Metal microstructure affected by electric current and microwave radiation (a) and non-affected by electric current (b).
Images were obtained using an inverted metallographic microscope EPIPHOT 200 (Nikon, Japan)

Изучение деформационных характеристик образцов с током и без него по различным параметрам показало существенное влияние внешних энергетических воздействий на микроструктуру образцов нержавеющей стали. Морфологический анализ изображений осуществлялся прибором «Пост микроконтроля МК-3» (ОАО «Планар-СО», Беларусь) с помощью компьютерной программы *AutoScan Objects* и предполагал выделение гистограмм по классам и определение контроля физико-механических свойств материала (рис. 5, а, б).

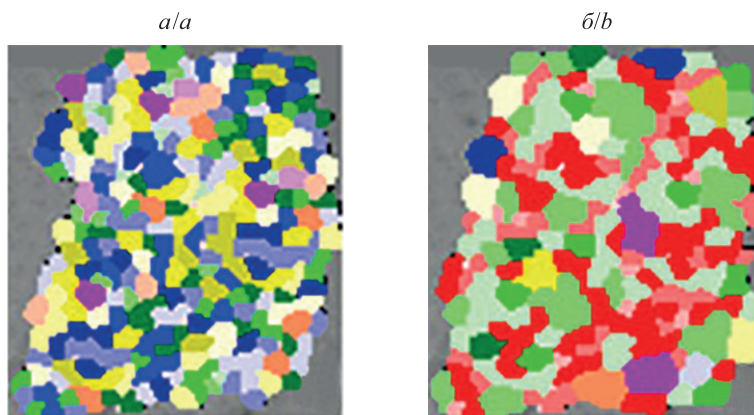


Рис. 5. Морфология деформированной части образца под действием тока и СВЧ-излучения (а) и в отсутствие тока (б) (100-кратное увеличение)

Fig. 5. Morphology of specimen affected by electric current and microwave radiation (a) and non-affected by electric current (b) (100-fold increase)

Важной теоретической оценкой физико-механических характеристик материала является размер зерен и плотность дислокаций, так как предел текучести чувствителен к изменению микроструктурных параметров и зависит от размера зерен, плотности дислокаций и объемной доли частиц второй фазы. Предел текучести при изменении среднего размера зерна в условиях воздействия электрического тока и СВЧ-излучения в общем случае при наличии набора препятствий для движения дислокаций может определяться соотношением Холла – Петча:

$$\sigma_T = \sigma_0 + k d^{-\frac{1}{2}},$$

где d – средний размер зерна; σ_0 – сопротивление движению дислокаций в образце; k – коэффициент Холла – Петча. Согласно расчетам для образца с током и СВЧ-излучением показатель имеет значение 39,535 МПа, а для образца без тока он составляет 35,242 МПа. Из рис. 3 видно, что максимальное количество зерен в образце без тока принадлежит классам 2–5 (0,80–1,49 мкм), а в образце, прошедшем электропластическое деформирование с током, – классам 1–4 (0,62–1,21 мкм).

Сравнительный анализ соотношения классов зерен по количеству и массе, исходя из параметров площади и периметра (рис. 6), показал, что под действием электрического тока и СВЧ-излучения происходит уменьшение площади и периметра зерен. Дробление зерен приводит к тому, что микроструктура материала деформированного образца становится мелкозернистой. При этом зерна принимают более округлую форму (уменьшается удлинение зерна) с преимущественно аксиальной текстурой.

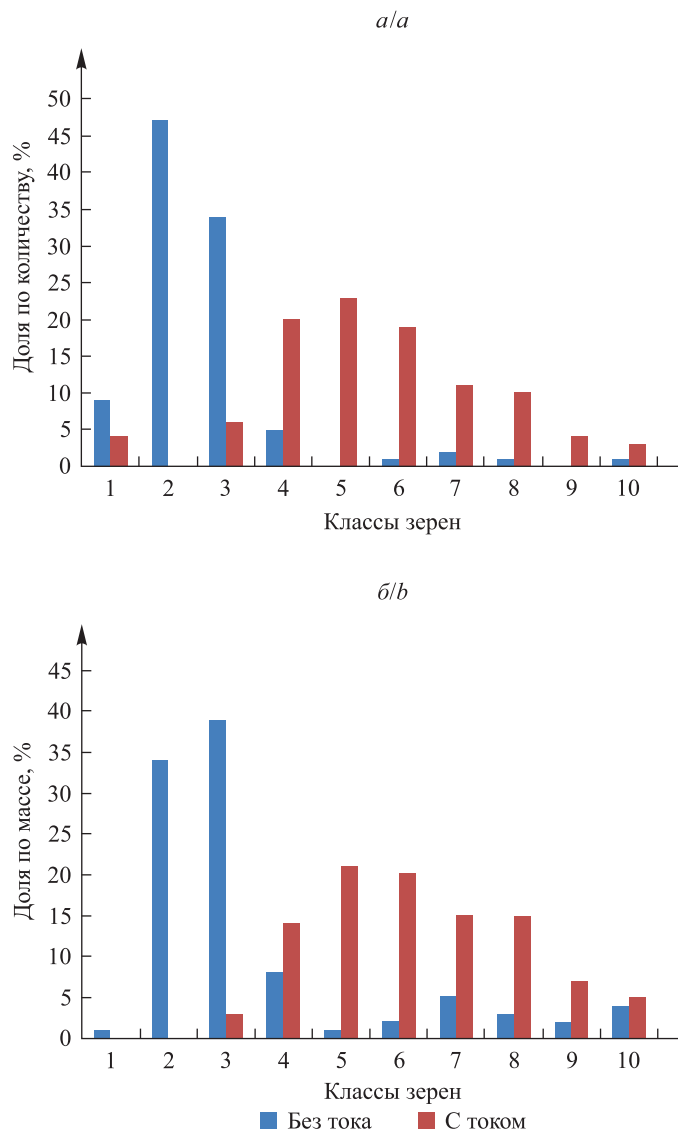


Рис. 6. Сравнительный график по параметру площади

Fig. 6. Comparative plot by area parameter

Микротвердость образцов исследовалась на цифровом микротвердомере MicroMet 5114 (Buehler, США) с сенсорным LCD пультом управления, автоматическим расчетом значений твердости и накоплением статистики. Микротвердость HV определялась при помощи алмазной пирамидки по Виккерсу. Время приложения нагрузки составляло 15 с, нагрузка на индентор $F = 1000$ г, угол алмазной пирамидки $\theta = 136^\circ$:

$$HV = k \cdot \frac{F}{S} = 0,102 \cdot \frac{2F \cdot \sin \frac{\theta}{2}}{d^2} = 0,1891 \cdot \frac{F}{d^2},$$

где S – условная площадь боковой поверхности полученного отпечатка, мм^2 ; d – диагональ отпечатка, мм .

В табл. 1 приведены значения микротвердости HV пяти испытанных образцов при скорости растяжения v .

Таблица 1

Микротвердость образцов после деформации

Table 1

Microhardness of the specimen after deformation

Номер образца	Режим обработки	v , мм/мин	HV шейки	HV захвата
1	Без тока	1,1	636,6	313,1
2	Без тока	2,5	585,7	316,1
3	С током	2,5	571,7	315,0
4	Ток + СВЧ	0,5	491,0	313,4
5	Ток + СВЧ	1,1	513,7	313,9

Результаты исследований (см. табл. 1) показывают, что под влиянием совместного воздействия импульсов тока и СВЧ-излучения при растяжении микротвердость материала в наиболее деформированной рабочей части образца (шейки) уменьшается, а в области захватов остается практически неизменной.

Рентгеноструктурные исследования

В выполненных исследованиях снижение доли мартенситной фазы в материале подтверждается результатами фазового анализа образцов в исходном состоянии и после проведения механических испытаний. Эксперименты осуществляли на медном K_α -излучении, используя рентгеновский дифрактометр, оснащенный вертикальным гониометром и энергодисперсионным детектором Пельтье. При обработке экспериментальных дифрактограмм и проведении фазового анализа образцов применяли программное обеспечение дифрактометра и программу *Match! 1.10* (табл. 2).

Таблица 2

Режимы обработки образцов

Table 2

Processing conditions of specimens

Номер образца	Режим обработки	v , мм/мин	Примечания
6	Без тока	0,4	Слабомагнитная обработка
7	Без тока	0,3	
8	С током	0,2	
9	С током	0,3	
10	Ток + СВЧ	6,0	
11	Ток + СВЧ	6,3	
13	Ток, СВЧ-излучение, релаксация	—	Режимы релаксации: 1) без тока; 2) с током; 3) ток + СВЧ

Исследуя дифрактограммы ряда образцов [6], подвергавшихся соответствующей обработке, можно отметить, что в исходном состоянии образца формируется аустенитная γ -фаза с ГЦК-решеткой, в которой присутствует интенсивная кристаллографическая текстура. Параметр решетки аустенита намного меньше табличного значения для γ -Fe, что объясняется наличием в его решетке большого числа атомов никеля, присутствующих в исходном составе исследуемой стали.

Для ГЦК-структуры γ -фазы расположение линий на дифрактограммах соответствующих образцов наиболее точно описывается приведенными в базе данных ICDD PDF-2 дифракционными спектрами следующих железоникелевых сплавов: Fe_3Ni (01-071-8325), $\text{Fe}_{0,612}\text{Ni}_{0,388}$ (01-074-5839) и $\text{Fe}_{0,64}\text{Ni}_{0,36}$ (00-047-1405). Таким образом, можно говорить о вхождении никеля в решетку γ -фазы. Полученные результаты хорошо коррелируют с данными исследований при других скоростях деформации [6].

В отличие от γ -фазы дифракционная картина α -фазы, возникающей в образцах при электромагнитной (ЭМ) обработке, практически неотличима от α -Fe, что указывает на низкое содержание в ней легирующих добавок даже после соответствующих ЭМ-обработок. В образце, деформированном без тока, образуется мартенситная α -фаза, тогда как в образце, деформированном с током, подавляется формирование мартенсита под действием тока. Общее количество мартенсита при этом составляет около

23–26 и 14–17 об. % соответственно. Деформация с током и СВЧ-излучением, как показывают данные табл. 2, приводит к дальнейшему снижению содержания мартенсита до примерно 9–13 об. %, а дополнительная релаксационная обработка – до уровня менее 5 об. %.

Результаты исследования тонкой атомной структуры подвергшихся ЭМ-обработке образцов представлены на рис. 7. Размер областей когерентного рассеяния (ОКР), т. е. характерный размер субзерен образцов, исследованных в исходном состоянии, составляет около 500 нм, что в сочетании с малой величиной микроискажений (менее 0,1 %) на дифрактограммах образцов, исследованных в исходном состоянии, проявляется в максимумах дифракционных пиков, при которых дублет $K_{\alpha_1} - K_{\alpha_2}$ разрушался уже на относительно малых углах у линии 111_{γ} . У образцов, подвергшихся механическому воздействию и ЭМ-обработке, размеры ОКР, как правило, были существенно меньше и, кроме того, присутствовали значительные микродеформации. Размер ОКР γ -фазы D_{γ} в образцах, подвергшихся пластической деформации, не зависел от того, применялась ли при этом ЭМ-обработка, и равнялся приблизительно 100–200 нм. Наблюдаемые в γ -фазе микродеформации ε_{γ} также были слабо подвержены изменениям и составляли около 0,4 %. Для мартенсита α -Fe размер ОКР был менее 70 нм (типичные значения 30–70 нм), за исключением образца № 13, подвергнутого совместному воздействию тока и СВЧ-излучения с последующей релаксацией, в котором размер α -фазы D_{α} неожиданно вырос до 500 нм.

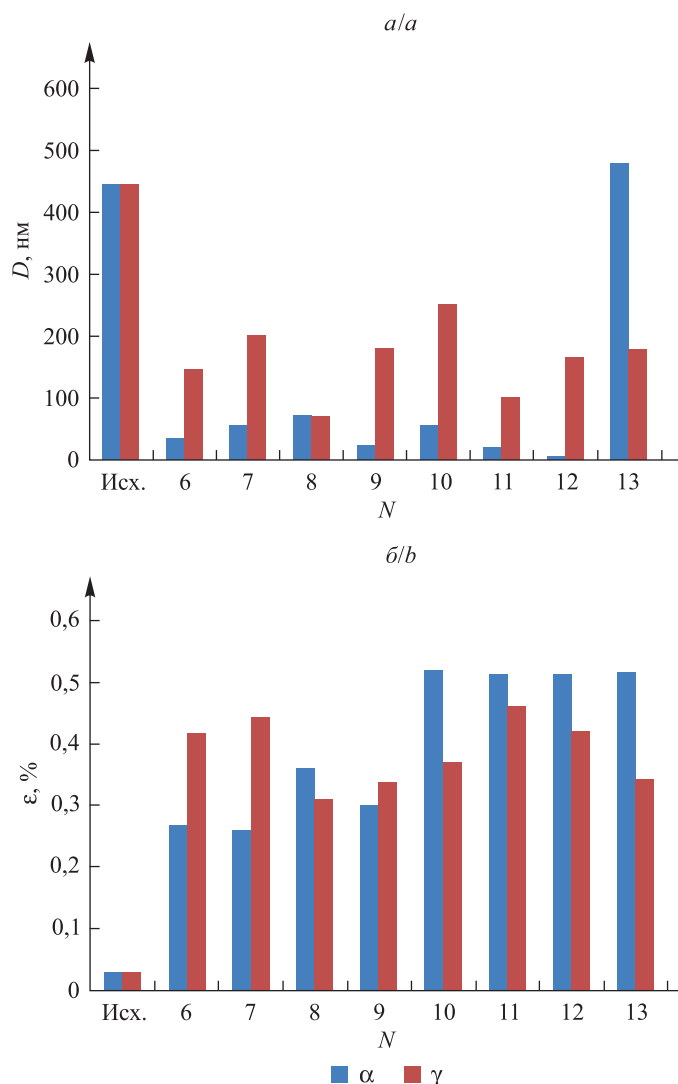


Рис. 7. Параметры тонкой атомной структуры образцов стали 12X18H10T, полученные в результате обработки дифрактограмм: a – размер ОКР; b – величина микроискажений для γ - и α -фазы в исходном состоянии и после обработки (номера образцов N соответствуют приведенным в табл. 2 и 3)
Fig. 7. Parameters of fine atomic structure of exemplars of steel 12X18H10T received as a result of processing of diffractograms: a – the size of ROC; b – the size of microdistortions for γ - and α -phase in a reference state and after processing (numbers of exemplars of N correspond provided in table 2 and 3)

Действие пластической деформации, так же как и деформации с током, приводило к значительным микроискажениям, достигавшим 0,3 %. В результате СВЧ-воздействия величина ε_α повышалась еще больше и составляла 0,5 %, причем как в случае обработки, сочетавшей действие тока и СВЧ-излучения, так и при обработке с последующей релаксацией напряжений (табл. 3).

Таблица 3

Результаты определения периода решетки
и количественного фазового анализа структуры образцов

Table 3

Results of definition of the period of a lattice
and quantitative phase analysis of specimen structure

Образец	Период решетки, нм		Содержание фазы, об. %		Структура γ -фазы	R_p
	γ -Фаза	α -Фаза	γ -Фаза	α -Фаза		
Исходный	0,358 9	—	100,0	—	$\text{Fe}_{0,64}\text{Ni}_{0,36}$	0,85
6	0,358 3	0,287 1	76,6	23,4	Fe_3Ni	0,68
7	0,358 4	0,287 2	73,5	26,5	Fe_3Ni	0,73
8	0,358 4	0,286 5	86,4	13,6	Fe_3Ni	0,61
9	0,358 4	0,286 6	83,4	16,6	Fe_3Ni	0,73
10	0,358 5	0,286 6	91,0	9,0	Fe_3Ni	0,67
11	0,358 4	0,286 6	86,6	13,4	Fe_3Ni	0,72
ICDD PDF-2	0,366 0 *	0,286 6 **	—	—	—	—

Примечание. R_p – фактор достоверности; * – период решетки для γ -Fe; ** – период решетки для α -Fe.

Наряду с анализом параметров тонкой атомной структуры было исследовано влияние различных режимов ЭМ-обработки на кристаллографическую текстуру α - и γ -фазы в образцах. Для этого использовали метод Харриса [7; 8], применяемый для оценки преимущественных ориентаций с направлением осей, нормальных отражающим плоскостям (hkl). Значение текстурной функции Харриса $T(hkl) > 1$ подтверждает сам факт наличия текстуры, а собственно величина этой функции – степень ее «обостренности»:

$$T(hkl) = \frac{I(hkl)/I_{\text{ПК}}(hkl)}{\frac{1}{n} \cdot \sum_n [I(hkl)/I_{\text{ПК}}(hkl)]},$$

где $I(hkl)$ и $I_{\text{ПК}}(hkl)$ – интегральные интенсивности рассеяния исследуемым образцом с текстурой и поликристаллическим (ПК) эталонным образцом с $T(hkl) = 1$ соответственно; n – число линий на дифрактограмме.

Анализ показал, что уже в исходном стальном образце отражающие плоскости γ -фазы были ориентированы по нормали к направлению (220): функция Харриса в исходном состоянии составляла $T_\gamma(220) \approx 3,0$, причем при последующей обработке степень выраженности текстуры сохранялась на том же уровне и менялась очень незначительно. В случае α -фазы, стимулированной в шейке образца его пластической деформацией, имела место преимущественная ориентация с $T_\alpha(211) \approx 1,5-2,0$. Изменения $T_\alpha(211)$ носили несистематический характер, поэтому сделать какие-либо выводы о влиянии условий ЭМ-обработки на текстуру α -фазы не представляется возможным. Можно лишь предположить вероятное наличие ориентационного соответствия между структурами аустенита и мартенситной фазы, образующейся в процессе пластической деформации. Это соответствие сохраняется, несмотря на подавление образования мартенсита при ЭМ-обработке.

Электропластическая деформация является сложным многостадийным процессом. Данные по микроструктуре нержавеющей стали, полученные после энергетических воздействий и достижения значительных деформаций образцов, свидетельствуют о проявлении обратной зависимости Холла – Петча [9]. Закон Холла – Петча дает количественное описание роста предела текучести поликристаллического материала с уменьшением размера зерна. В основе этой зависимости лежат дислокационные механизмы взаимодействия границ зерен, тормозящих движущиеся дислокации, а с увеличением степени деформации под действием импульсного тока и СВЧ-излучения изменяется доминирующий механизм деформации [10].

Заключение

Установлено значительное снижение нагрузок в зоне деформации на образцах при релаксации напряжений в условиях действия тока и СВЧ-излучения при продольной ориентации относительно оси образца вектора напряженности электрического поля. Перераспределение напряженности магнитного поля H в приповерхностных слоях металла обуславливает пондеромоторный динамический пинч-эффект за счет возникающего поперечного поля Холла, которое приводит к сжатию образца собственным магнитным полем и возбуждению упругих колебаний остова кристаллической решетки с частотой следования импульсов тока.

Показано, что высокоэнергетические воздействия тока и СВЧ-излучения в процессе пластической деформации влияют на количество образующегося в шейке образца мартенсита деформации. Формирование мартенсита практически полностью подавляется в условиях действия тока и СВЧ-излучения при релаксации напряжений.

Под влиянием импульсов электрического тока и СВЧ-излучения на образец, нагруженный выше предела текучести, изменяется как пластичность нержавеющей стали, так и ее прочностные характеристики: микроструктура материала становится более мелкозернистой, модифицируется морфология, внутри металла появляются зоны рекристаллизации с размером зерна 1–3 мкм. При обычной пластической деформации шейка образцов становится магнитной из-за выпадения α -фазы мартенсита ввиду высоких механических напряжений в металле.

Установлено, что в исходном образце после отжига параметр решетки γ -фазы аустенита существенно ниже соответствующего значения для γ -фазы железа, что связано с наличием никеля в ГЦК-решетке аустенита. В то же время параметр решетки мартенсита деформации (α -фазы) оказался близок к параметру α -Fe, что свидетельствует о низком уровне примесей в ОЦК-структуре α -фазы и косвенно может указывать на возможное влияние энергетического воздействия на диффузионные процессы при формировании мартенсита деформации.

Проведенная оценка размеров ОКР аустенитной и мартенситной фаз, образующихся при пластической деформации и интенсивном высокоэнергетическом воздействии тока и СВЧ-излучения, говорит о значительном (в несколько раз) измельчении зерна γ -фазы аустенита. Размер областей α -мартенсита, возникшего в результате пластической деформации, составляет менее 100 нм и не меняется в условиях высокоэнергетического воздействия, за исключением случая обработки, допускающей структурную релаксацию, когда он может значительно (до 500 нм) увеличиваться. Установлено, что внешние энергетические воздействия ведут к измельчению зернистой структуры стали 12X18H10T.

Библиографические ссылки

1. Молоцкий МИ. Возможный механизм магнитопластического эффекта. *Физика твердого тела*. 1991;33(10):3112–3114.
2. Троицкий ОА. Электромеханический эффект в металлах. *Письма в ЖЭТФ*. 1969;10(1):18–22.
3. Баранов ЮВ, Троицкий ОА, Авраамов ЮС, Шляпин АД. *Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы*. Москва: МГИУ; 2001. 843 с. Совместное издание с ИМАШ РАН.
4. Savenko VS. Electroplastic deformation by twinning metals. *Acta Mechanica et Automatica*. 2018;12(4):259–264. DOI: 10.2478/ama-2018-0039.
5. Савенко ВС, Троицкий ОА, Силивонец АГ. Вклад пондеромоторных факторов в реализацию электропластической деформации. *Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-технических наук*. 2017;1:85–91.
6. Троицкий ОА, Хрущов ММ, Сташенко ВИ, Левин ИС. Действие импульсов тока и СВЧ-излучения на фазовый состав стали при деформации. *Машиностроение и инженерное образование*. 2017;1:50–56.
7. Головин ЮИ, Моргунов РБ. Влияние слабого магнитного поля на состояние структурных дефектов и пластичность ионных кристаллов. *ЖЭТФ*. 1999;115(2):605–623.
8. Иверонова ВИ, Ревкевич ГП. *Теория рассеяния рентгеновских лучей*. 2-е издание, переработанное и дополненное. Москва: Издательство Московского университета; 1978. 278 с.
9. Carlton CE, Ferreira PJ. What is behind the inverse Hall – Petch effect in nanocrystalline materials? *Acta Materialia*. 2007;55(11):3749–3756. DOI: 10.1016/j.actamat.2007.02.021.
10. Барретт ЧС, Масальский ТБ. *Структура металлов: в 2 частях*. Бернштейн АМ, Добавкин СВ, переводчики; Бернштейн МЛ, редактор. Москва: Металлургия; 1984. 2 части.

References

1. Molotsky MI. [A possible mechanism of the magnetoplastic effect]. *Solid State Physics*. 1991;33(10):3112–3114. Russian.
2. Troitsky OA. [Electromechanical effect in metals]. *JETP Letters*. 1969;10(1):18–22. Russian.
3. Baranov YuV, Troitsky OA, Avraamov YuS, Shlyapin AD. *Fizicheskie osnovy elektroimpul'snoi i elektroplasticheskoi obrabotki i novye materialy* [Physical foundations of electropulse and electroplastic treatments and new materials]. Moscow: Moscow State Industrial University; 2001. 843 p. Co-published by the IMASH RAN. Russian.

4. Savenko VS. Electroplastic deformation by twinning metals. *Acta Mechanica et Automatica*. 2018;12(4):259–264. DOI: 10.2478/ama-2018-0039.
5. Savenko VS, Troitsky OA, Silivonec AG. The contribution of ponderomotive factors in implementation of electroplasticity deformation. *Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series*. 2017;1:85–91. Russian.
6. Troitsky OA, Khrushchov MM, Stashenko VI, Levin IS. [The effect of current pulses and microwave radiation on the phase composition of steel during deformation]. *Mashinostroenie i inzhenernoe obrazovanie*. 2017;1:50–56. Russian.
7. Golovin YuI, Morgunov RB. [Influence of a weak magnetic field on the state of structural defects and plasticity of ion crystals]. *JETP*. 1999;115(2):605–623. Russian.
8. Iveronova VI, Revkevich GP. *Teoriya rasseyaniya rentgenovskikh luchei* [X-ray scattering theory]. 2nd edition, revised and expanded. Moscow: Izdatel'stvo Moskovskogo universiteta; 1978. 278 p. Russian.
9. Carlton CE, Ferreira PJ. What is behind the inverse Hall – Petch effect in nanocrystalline materials? *Acta Materialia*. 2007; 55(11):3749–3756. DOI: 10.1016/j.actamat.2007.02.021.
10. Barrett CS, Massalski TB. *Structure of metals: crystallographic methods, principles and data*. Oxford: Pergamon Press; 1980. XV, 654 p.
Russian edition: Barrett CS, Massalski TB. *Struktura metallov: v 2 chastyakh* [Metal structure: in 2 parts]. Bernshtein AM, Dobavkin SV, translators; Bernshtein ML, editor. Moscow: Metallurgiya; 1984. 2 parts.

Статья поступила в редколлегию 28.06.2020.
Received by editorial board 28.06.2020.

УДК 532.783

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ, ДОПИРОВАННЫХ ХИМИЧЕСКИ МОДИФИЦИРОВАННОЙ НАНОГЛИНОЙ

В. И. ЛАПАНИК¹⁾, А. П. ЛУГОВСКИЙ¹⁾, С. Н. ТИМОФЕЕВ¹⁾

¹⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

Объектом исследования являются нематические и смектические (сегнетоэлектрические) жидкие кристаллы, содержащие химически модифицированную наноразмерную глину на основе монтмориллонита. Цель работы – получение новых композиционных материалов с улучшенными физико-химическими и электрооптическими свойствами. В ходе исследования были разработаны методы химического модифицирования поверхности наноглины, изучены мезоморфные, диэлектрические и электрооптические свойства нематических и сегнетоэлектрических композиций, допированных наноглиной с модифицированной поверхностью. На основе экспериментальных данных установлены закономерности влияния привитых на поверхность наноглины функциональных групп на мезоморфные, диэлектрические и электрооптические свойства нематических и сегнетоэлектрических композиций. Экспериментально показано, что добавление небольшого количества наноглины в нематический и сегнетоэлектрический жидкокристаллический материал позволяет существенно улучшить время электрооптического отклика, уменьшить значения порогового напряжения и напряжения насыщения. Для сегнетоэлектрических жидких кристаллов добавление наноглины приводит к увеличению угла наклона в слое и повышению спонтанной поляризации.

Ключевые слова: жидкокристаллические нанокомпозиты; диэлектрическая проницаемость; электрооптические параметры; химически модифицированная наноглина; межфазное взаимодействие.

PHYSICO-CHEMICAL AND ELECTRO-OPTICAL PROPERTIES OF LIQUID CRYSTALS DOPED WITH CHEMICALLY MODIFIED NANOCLINE MINERALS

V. I. LAPANIK^a, A. P. LUGOVSKY^a, S. N. TIMOFEEV^a

^aA. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University,
7 Kurčatava Street, Minsk 220045, Belarus

Corresponding author: V. I. Lapanik (lapanik@bsu.by; vlapanik@yahoo.com)

The object of study is nematic and smectic (ferroelectric) liquid crystals containing chemically modified nanoclay based on montmorillonite. The aim of the work is to develop new composite materials with improved physico-chemical and electro-optical properties. During the study, chemical methods were developed for modification of the surface of

Образец цитирования:

Лапаник ВИ, Луговский АП, Тимофеев СН. Физико-химические и электрооптические свойства жидких кристаллов, допированных химически модифицированной наноглиной. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:76–88.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-76-88>

For citation:

Lapanik VI, Lugovsky AP, Timofeev SN. Physico-chemical and electro-optical properties of liquid crystals doped with chemically modified nanocline minerals. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:76–88. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-76-88>

Авторы:

Валерий Иванович Лапаник – заведующий лабораторией оптики конденсированных сред.

Анатолий Петрович Луговский – кандидат химических наук; ведущий научный сотрудник лаборатории спектроскопии.

Сергей Николаевич Тимофеев – старший научный сотрудник лаборатории оптики конденсированных сред.

Authors:

Valeri I. Lapanik, head of the laboratory of condensed matter optics.

lapanik@bsu.by; vlapanik@yahoo.com

Anatoly P. Lugovsky, PhD (chemistry); leading researcher at the laboratory of spectroscopy.

an.lugovsky@yandex.ru

Sergei N. Timofeev, senior researcher at the laboratory of condensed matter optics.

timofeev@bsu.by

nanoclay; the mesomorphic, dielectric, and electro-optical properties of nematic and ferroelectric compositions doped with a nanoclay with a modified surface are studied. On the basis of experimental data, the regularities of the influence of functional groups grafted onto the surface of nanoclay on the mesomorphic, dielectric and electro-optical properties of nematic and ferroelectric compositions are established. It has been shown experimentally that the addition of a small amount of nanoclay to a nematic and ferroelectric liquid crystal material can significantly improve the electro-optical response time and reduce the threshold and saturation voltage values. For ferroelectric liquid crystals, the addition of nanoclay leads to an increase in the tilt angle in the layer and an increase in spontaneous polarization.

Keywords: liquid crystal nanocomposites; dielectric permeability; electro-optical parameters; chemically modified nanoclay; interphase interaction.

Введение

Жидкие кристаллы (ЖК) – это органические, неорганические или металлоорганические, анизотропные по форме молекул вещества, находящиеся в состоянии, промежуточном между твердым кристаллическим и изотропным жидким. Сохраняя основные свойства жидкости, например текучесть, ЖК обладают характерной особенностью твердых кристаллов – анизотропией свойств [1].

В основном ЖК известны своим использованием в жидкокристаллических дисплеях, тем не менее другие сферы применения ЖК тоже важны и многочисленны [2]. Потенциально они могут быть использованы в качестве новых функциональных материалов для электронной, ионной и молекулярной транспортировки, а также сенсорных, каталитических, оптических и биоактивных материалов [3]. Относительно недавно были продемонстрированы возможности их биомедицинских применений, таких как контролируемая доставка лекарств, связывание белка, фосфолипидная маркировка и обнаружение микробов [4].

В последнее время ЖК играют очень важную роль в нанотехнологиях [5–8]. Как известно, наноразмерные частицы (НЧ) не вызывают значительных искажений в ЖК. Поэтому для улучшения физических и электрооптических свойств в ЖК были диспергированы различные наноматериалы [9–13]. Исследованы суспензии ЖК с металлическими, диэлектрическими, полупроводниковыми [8; 14; 15], а также сегнетоэлектрическими [16–18] наночастицами. В частности, сообщалось, что допирование нематиков сегнетоэлектрическими НЧ увеличивает диэлектрическую и оптическую анизотропию, улучшает электрооптический отклик. Суспензии пара- и ферромагнитных частиц в нематиках являются перспективными материалами для создания магнитоперестраиваемых структур, допирование сегнетоэлектрических ЖК металлическими наночастицами и наночастицами диоксида кремния позволяет увеличить спонтанную поляризацию и диэлектрическую проницаемость и уменьшить времена переключения [16; 18; 19]. Металлические НЧ также использовались для расширения температурного диапазона существования голубой фазы ЖК [20]. Наконец, распределение полупроводниковых квантовых точек в смектических ЖК-полимерах позволяет достичь позиционного упорядочения наночастиц [21; 22].

Растущий интерес к углеродсодержащим материалам связан с их эффективным применением в различных областях. В этом отношении особое значение имеет сочетание ЖК и синтетических аллотропных модификаций углерода, таких как углеродные нанотрубки (УНТ), детонационные нанодиазиды [23] и недавно описанный графен [24–26]. Диспергирование УНТ в нематических и сегнетоэлектрических ЖК [27] является одной из возможностей модификации и улучшения физических, химических и электрооптических свойств ЖК. Было показано, что введение УНТ в нематические ЖК в качестве примеси может уменьшить нежелательный ионный заряд [28–31] и одновременно вращательную вязкость [32] ЖК-матрицы и, как следствие, улучшить время отклика, подавить эффект обратного потока и снизить порог электрооптического эффекта [33]. Но при этом сообщалось и о повышении вязкости за счет увеличения количества УНТ для определенной композиции сегнетоэлектрического ЖК [34].

Наночастицы слоистых минеральных силикатов обладают весьма специфическими оптическими, электрическими и поверхностными свойствами, что может привести к разработке качественно новых композиционных материалов. Подкласс слоистых силикатов включает ряд минералов: сапонит, монтмориллонит, бентонит. Наибольшее применение получил слоистый алюмосиликат монтмориллонит, который входит в состав глины группы смектитов (бентониты, бейделлиты и др.). Монтмориллонит, или наноглина (НГ), – это гидратизированный диоктаэдр-трехслойный силикат. Его кристаллы имеют зерна размером менее 1–2 мкм и ввиду сложной структуры характеризуются наличием отрицательных и положительных зарядов, вследствие чего монтмориллонит может связывать на себя как катионитное,

так и анионитное вещество. Помимо этого, НГ обладает способностью связывать своей поверхностной площадью и пространством между слоями кристалла различные вещества в большом количестве. Она является очень перспективным материалом для создания жидкокристаллических нанокompозитов из-за высокой катионообменной емкости, очень малого размера пластин и большой площади поверхности. Кроме того, химическая природа и пористая структура поверхности НГ, определяющие прочность сцепления с молекулами ЖК, могут быть легко модифицированы, что позволяет повысить стабильность суспензий ЖК.

Одной из важнейших задач при использовании наноматериалов является обеспечение их равномерного распределения в матрице композита. Отличительная особенность НГ – возможность модификации ее поверхности путем присоединения различных функциональных групп, в том числе ЖК-подобных. Такая функционализация, на наш взгляд, позволит предотвратить образование беспорядочных агрегатов наноматериалов за счет обеспечения более сильного взаимодействия между молекулами наноматериала и ЖК и тем самым будет способствовать более однородному распределению наноматериалов в жидкокристаллической среде.

Цель настоящей работы – улучшить физико-химические и электрооптические свойства жидкокристаллических материалов с помощью химически модифицированных нанопластин монтмориллонитовой глины.

Для достижения этой цели требовалось решить следующие задачи:

- разработать методы химического модифицирования поверхности НГ и с их помощью модифицировать поверхность НГ;
- исследовать физические свойства жидкокристаллических композиций, допированных НГ с модифицированной поверхностью;
- установить закономерности влияния привитых на поверхность НГ функциональных групп на мезоморфные, диэлектрические и электрооптические свойства нематических и сегнетоэлектрических нанокompозитов, оптимизировать состав композиций;
- разработать и изготовить экспериментальные образцы быстродействующих индикаторов (модуляторов), исследовать их электрооптические параметры и провести испытания.

Материалы и методы исследования

Измерение температур фазовых переходов ЖК-соединений проводилось методом политермической микроскопии. Для этого ЖК-материал помещался между предметным и покровным стеклами в термокамере Linkam LTS350 (*Linkam Scientific Instruments*, Великобритания). В ходе нагревания или охлаждения определялись температуры фазовых переходов, а по текстуре образца, наблюдаемой в поляризационном микроскопе Meiji ML9430 (*Meiji Techno*, Япония), устанавливался тип мезофазы. При измерении температур фазовых переходов использовалась скорость нагрева (охлаждения) 2 °C/мин с точностью до 0,1 °C.

Для проведения электрооптических измерений были изготовлены тестовые ячейки с толщиной зазора около 5 мкм для нематических ЖК-материалов и 2,5–3,0 мкм для сегнетоэлектрических ЖК. Для создания ориентирующего слоя использовался раствор полиамида Nylon-6, который наносился на стеклянные подложки с предварительно напыленным токопроводящим покрытием ИТО (оксид индия и олова) методом центрифугирования со скоростью вращения 3000 об/мин. Ориентирующие пленки получали в ходе дополнительной обработки подложек при температуре 200 °C в течение 60 мин. Подложки натирали и склеивали с использованием спейсеров. Определение толщины тестовых ЖК-ячеек проводилось интерферометрическим методом с помощью спектрометра, разработанного в лаборатории и обеспечивающего измерения в диапазоне от 0,25 до 15,0 мкм с точностью до ± 2 %. Качество ориентации и морфология образцов определялись наблюдениями в поляризационный микроскоп Meiji ML9400 (*Meiji Techno*, Япония) в проходящем белом свете со скрещенными поляризаторами. Диэлектрические измерения осуществлялись с помощью анализатора импеданса Hewlett-Packard 4192A (*Hewlett-Packard*, США). Все измерения проводились при комнатной температуре (20 °C).

Спонтанная поляризация сегнетоэлектрических композиций P_s измерялась путем интегрирования временной зависимости тока переполаризации i_p [35]:

$$P_s = \frac{1}{2S} \int i_p(t) dt,$$

где S – площадь поверхности ячейки, ограниченная проводящими электродами.

Электрооптические характеристики композиций были исследованы с использованием автоматизированной установки для комплексного изучения электрооптических и поляризационных свойств ЖК.

Особенностью этой установки является возможность одновременной регистрации электрооптического отклика, тока переполаризации и интеграла от тока переполаризации. Для регистрации электрооптического отклика ячейка помещалась на поворотный столик между скрещенными поляризаторами. Поворот ячейки позволял определять еще и угол наклона молекул в смектических слоях, как это изложено в работе [36]. В ходе экспериментов измерялись два напряжения: пороговое напряжение V_{10} и напряжение насыщения V_{90} (соответствующие 10 и 90 % от максимальной интенсивности). Для определения этих напряжений зарегистрированные данные зависимости интенсивности света, прошедшего через ячейку, от приложенного напряжения нормировались. Уровни 0 и 100 % выбираются следующим образом: уровень 0 % всегда соответствует неактивному (выключенному) состоянию, и в зависимости от режима контрастности дисплея (положительный или отрицательный) уровень 100 % задается максимальным либо минимальным значением интенсивности, регистрируемым при увеличении напряжения от 0 В до максимального значения управляющего напряжения. Под временем включения понимается время, необходимое для изменения пропускания ячейки от 10 до 90 %, а под временем выключения – от 90 до 10 %.

В качестве компонента для создания органофильных наноструктур был использован природный алюмосиликат со слоистой структурой – монтмориллонит. В своем основном состоянии он имеет двухслойную структуру, состоящую из пластинок с поперечными размерами 70–150 нм и толщиной 1 нм. Изоморфное замещение внутри слоев (Mg^{2+} замещает Al^{3+} в октаэдрической или Al^{3+} замещает Si^{4+} в тетраэдрической структурах) генерирует отрицательные заряды, которые электростатически уравниваются катионами щелочных или щелочноземельных металлов, расположенных в промежуточных слоях.

Положительно заряженные четвертичные аммонийные соли (ЧАС) взаимодействуют с отрицательно заряженной поверхностью алюмосиликата, вытесняя внутрислоевые катионы щелочных и щелочноземельных металлов, увеличивая расстояние между силикатными пластинами в несколько раз (до 3–4 нм). Движущая сила данного процесса – электростатическое взаимодействие между положительно заряженными органическими ионами и отрицательно заряженными местами на алюмосиликатных пластинах. Органомодификация обеспечивает совмещение бентонитов с органическими молекулами, облегчает доступ молекул внутрь силикатных слоев за счет увеличения расстояния между силикатными пластинами, создает непосредственно органофильные слои на поверхности алюмосиликата, делая материал термодинамически совместимым с ЖК. Даже несущие положительный заряд ароматические полимеры и олигомеры [37] интеркалируют в межслоевые промежутки глины, раздвигая силикатные пластины лишь на несколько десятых нанометра, располагаясь параллельно алюмосиликатным слоям. Следует ожидать, что для ЖК-материалов этот эффект будет усиливаться благодаря их более высокой самоорганизации.

Модификация монтмориллонита осуществляется множеством ЧАС общей формулы $R_1R_2R_3NCH_3$. В зависимости от строения амина в значительной степени изменяется межплоскостное расстояние слоев. Так, в случае $R_1 = R_2 =$ алифатический $C_{16} - C_{18}$ -радикал, $R_3 = CH_3$, $PhCH_2$ эта величина превышает 3 нм и молекула амина располагается в основном перпендикулярно к плоскости слоев с частичным образованием бимолекулярного слоя. Иная картина наблюдается в случае $R_1 =$ алифатический $C_{16} - C_{18}$ -радикал, $R_2 = R_3 = CH_3$, $PhCH_2$: межплоскостное расстояние находится в области 2 нм, а молекулы аминов расположены параллельно плоскости слоев минерала [38]. Модификации монтмориллонита ЧАС посвящено большое количество работ, причем значительная их часть связана с технологией получения органоглины. Основное количество производимой органоглины используется при создании композиционных материалов на основе различных полимеров. Улучшение механофизических свойств данных композитов достигается за счет применения органоглины с высокими значениями межплоскостных расстояний, при этом размерность частиц может достигать до 1 мкм. Эти требования удешевляют ее массовое производство. Напротив, при использовании органоглины в качестве добавки в ЖК-матрицу размер частиц должен быть на порядок меньше, а межплоскостное расстояние в частице – не таким высоким ввиду значительно меньших размеров молекул ЖК по сравнению с полимерами. В противном случае из-за перпендикулярно расположенных слоев ЧАС ухудшится самоорганизация ЖК.

Формула ЧАС, использованной в качестве модификатора НГ, приведена на рис. 1.

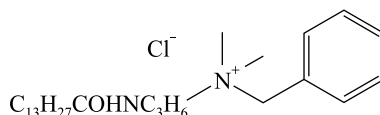


Рис. 1. Четвертичная аммонийная соль,

использованная для модификации монтмориллонита

Fig. 1. Quaternary ammonium salt used to modify montmorillonite

Выбор такой структуры обусловлен необходимостью создания монослоев с параллельным расположением этих молекул в минерале. Следует отметить, что для данного соединения ожидается дополнительное вандерваальсово взаимодействие с плоскостями монтмориллонита за счет полярной амидной группы.

В качестве исходного минерала использована глина из расположенного в Турции месторождения с содержанием монтмориллонита 85–92 %. Водную суспензию минерала с концентрацией 1 % обрабатывали карбонатом натрия для замещения щелочноземельных ионов кальция и магния на натрий с последующим добавлением ЧАС. В результате реакции замещения происходит всплытие образующей органоглины, а кварцевый песок и иловые отложения осаждаются на дно. Проведение замещения в более концентрированной дисперсии [39] не приводит к флотации органоглины, что затрудняет отделение ее от примесей и значительно повышает содержание агломератов. Использование сильно разбавленной суспензии позволяет разбить агломераты монтмориллонита до элементарных частиц минерала.

Экспериментальная часть

К 1000 мл 1 % водной суспензии природного кальциево-магниевого бентанита (Турция) с содержанием 85–92 % монтмориллонита добавляли 10 мл 10 % водного раствора карбоната натрия и оставляли при комнатной температуре на 5 ч. Затем в нагретую до 40–45 °С суспензию добавляли соответствующую ЧАС из расчета 3 г на активное вещество и перемешивали 2 ч при этой температуре. После стояния в течение 6 ч при комнатной температуре верхний слой отделяли, дважды промывали водой и после отжима сухого остатка сушили при 100–110 °С. Полученный продукт дополнительно измельчали на вибрационной мельнице.

Для экспериментальных исследований были приготовлены базовые нематическая (НЖК) и сегнетоэлектрическая (СЖК) смеси. Составы смесей приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Состав базовой нематической смеси

Table 1

The composition of the basic nematic mixture

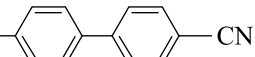
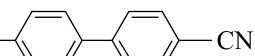
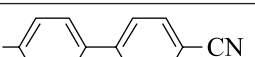
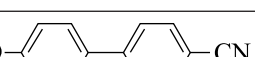
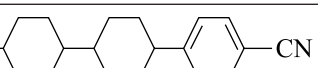
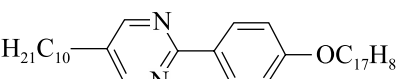
Соединение	Содержание в смеси, вес. %
C_5H_{11} —  —CN	37
C_8H_{17} —  —CN	31
C_3H_7O —  —CN	5
$C_5H_{11}O$ —  —CN	15
C_5H_{11} —  —CN	12

Таблица 2

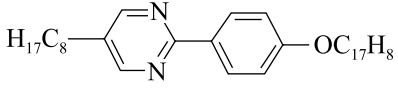
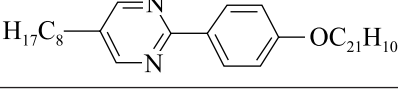
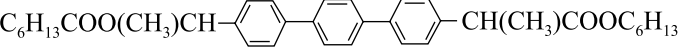
Состав базовой сегнетоэлектрической смеси

Table 2

The composition of the basic ferroelectric mixture

Соединение	Содержание в смеси, вес. %
$H_{21}C_{10}$ —  — $OC_{17}H_8$	32,4

Окончание табл. 2
Ending table 2

Соединение	Содержание в смеси, вес. %
	17,6
	25,0
	25,0

Для приготовления композитов небольшое количество порошка модифицированной НГ (от 0,1 до 2,2 % по весу) сначала диспергировали в пропанол и перемешивали с помощью микрогомогенизатора диаметром 5 мм при 35 000 об/мин в течение 2 ч с последующей обработкой ультразвуком в ультразвуковом очистителе Emmi-20 (*EMAG Technologies*, Германия) на протяжении 1,5 ч. Этот процесс снижает тенденцию к агрегации нанослоев глины, создавая однородную смесь НГ и пропанола. Далее к этой смеси добавляли базовую нематическую (сегнетоэлектрическую) композицию и перемешивали на вихревой мешалке в течение 0,5 ч при 2000 об/мин, после чего обрабатывали ультразвуком на протяжении 1,5 ч. Затем медленно выпаривали пропанол при повышенной температуре (70 °С) и дегазировали в вакууме (1–3 мбар) в течение 1 ч. Для сравнения: «чистые» ЖК-композиции обрабатывали таким же образом, в частности растворяли в пропанол с последующим медленным выпариванием и дегазацией.

Перед проведением измерений ЖК-композиции, допированные НГ, исследовали с использованием поляризационного оптического микроскопа. Наблюдения в поляризационный микроскоп показали однородные нематические (смектические) текстуры, что указывает на однородное поле директора. Никаких признаков разделения фаз или агрегатов обнаружено не было. Таким образом, структура нанослоев глины является достаточно малой для того, чтобы они существенно не нарушали поле директора из-за их низкой концентрации и равномерного распределения. Можно предположить, что в целях уменьшения упругих искажений в нематической матрице нанослой глины ориентируются таким образом, что плоскость слоя оказывается параллельной директору НЖК.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведена зависимость порогового напряжения и напряжения насыщения от концентрации НГ. Значения порогового напряжения были получены с помощью измерения зависимостей пропускания от приложенного напряжения. Увеличение концентрации НГ приводит к уменьшению порогового напряжения и напряжения насыщения.

Для *S*-эффекта пороговое напряжение $V_{\text{пор}}$, времена включения $t_{\text{вкл}}$ и выключения $t_{\text{выкл}}$ определяются по формуле

$$V_{\text{пор}} = \pi \sqrt{\frac{K_{11}}{\epsilon_0 \Delta \epsilon}}, \quad t_{\text{вкл}} = \frac{\gamma_1 d^2}{\Delta \epsilon \epsilon_0 V^2 - K_{11} \pi^2}, \quad t_{\text{выкл}} = \frac{\gamma_1 d^2}{K_{11} \pi^2}, \quad (1)$$

где K_{11} – константа упругости поперечного изгиба; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $\Delta \epsilon$ – диэлектрическая анизотропия смеси; γ_1 – вращательная вязкость; d – толщина ячейки; V – приложенное напряжение.

Результаты измерений (см. рис. 2–4) ясно показывают, что допирование нематических ЖК монтмориллонитом снижает пороговое напряжение и значительно улучшает времена оптического отклика (как включения, так и выключения). Из данных, представленных на рис. 4, видно, что время выключения ЖК-ячейки, допированной НГ с концентрацией 1 %, уменьшается почти в 4 раза в сравнении с «чистым» ЖК.

Исходя из результатов измерений пороговых напряжений, представленных на рис. 2, и формулы (1) для порогового напряжения, можно вычислить величину константы упругости K_{11} для «чистых» смесей и смесей, допированных НГ. Расчеты показывают, что добавление НГ в НЖК приводит к значительному снижению константы упругости. Например, для «чистой» смеси НЖК и смеси с добавлением 1 % НГ значения констант упругости K_{11} составляют $4,31 \cdot 10^{-11}$ Н и $2,83 \cdot 10^{-11}$ Н соответственно.

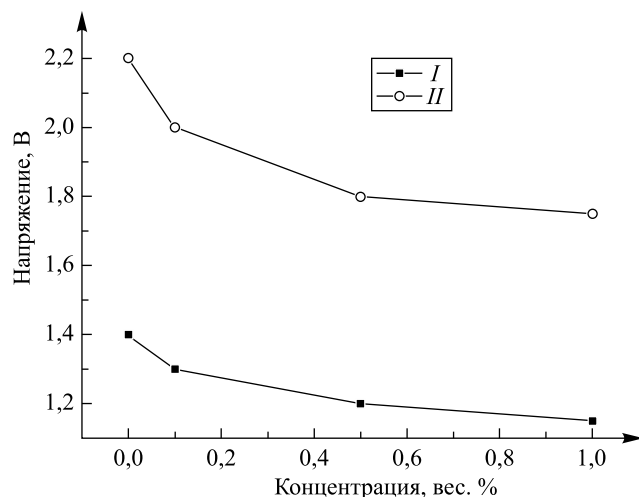


Рис. 2. Зависимость порогового напряжения (V_{10}) и напряжения насыщения (V_{90}) НЖК-смеси от концентрации НГ в композите: I – V_{10} ; II – V_{90}

Fig. 2. Dependence of threshold voltage (V_{10}) and saturation voltage (V_{90}) of the NLC mixture on the concentration of NC in the composite: I – V_{10} ; II – V_{90}

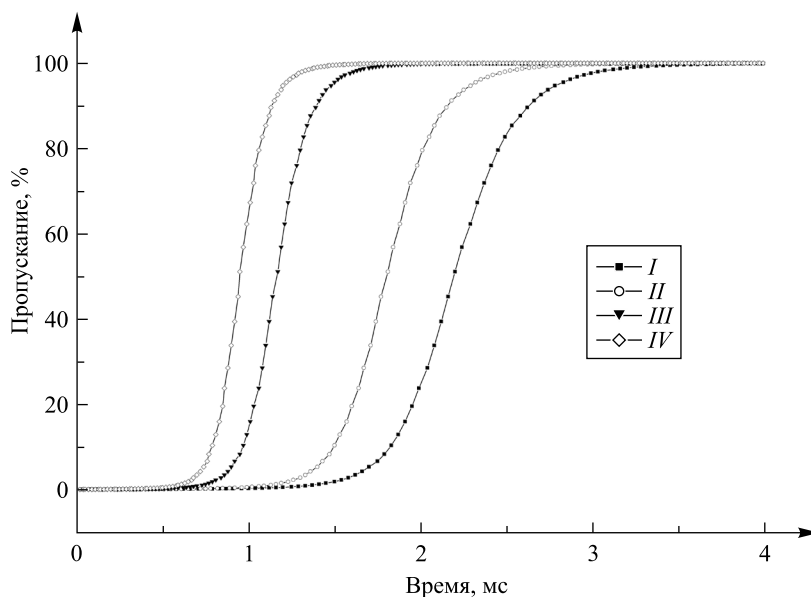


Рис. 3. Времена включения ЖК-ячеек с разной концентрацией НГ:

I – НЖК ($t_{\text{вкл}} = 0,79$ мс); II – НЖК + 0,1 % НГ ($t_{\text{вкл}} = 0,65$ мс);
III – НЖК + 0,5 % НГ ($t_{\text{вкл}} = 0,42$ мс); IV – НЖК + 1 % НГ ($t_{\text{вкл}} = 0,34$ мс)

Fig. 3. Turn-on times of LC cells with different NC concentrations:

I – NLC ($t_{\text{on}} = 0.79$ ms); II – NLC + 0.1 % NC ($t_{\text{on}} = 0.65$ ms);
III – NLC + 0.5 % NC ($t_{\text{on}} = 0.42$ ms); IV – NLC + 1 % NC ($t_{\text{on}} = 0.34$ ms)

Из формулы (1) следует, что для постоянных значений величины зазора d и приложенного напряжения V времена переключения будут уменьшаться при снижении вращательной вязкости γ_1 , а также при увеличении константы упругости K_{11} и диэлектрической анизотропии смеси $\Delta\epsilon$.

Результаты измерений частотной зависимости компонент диэлектрической проницаемости для смесей НЖК и НЖК + НГ приведены на рис. 5. Полученные данные показывают, что добавление 1 % образца НГ в НЖК практически не влияет на величину диэлектрической анизотропии смеси $\Delta\epsilon$.

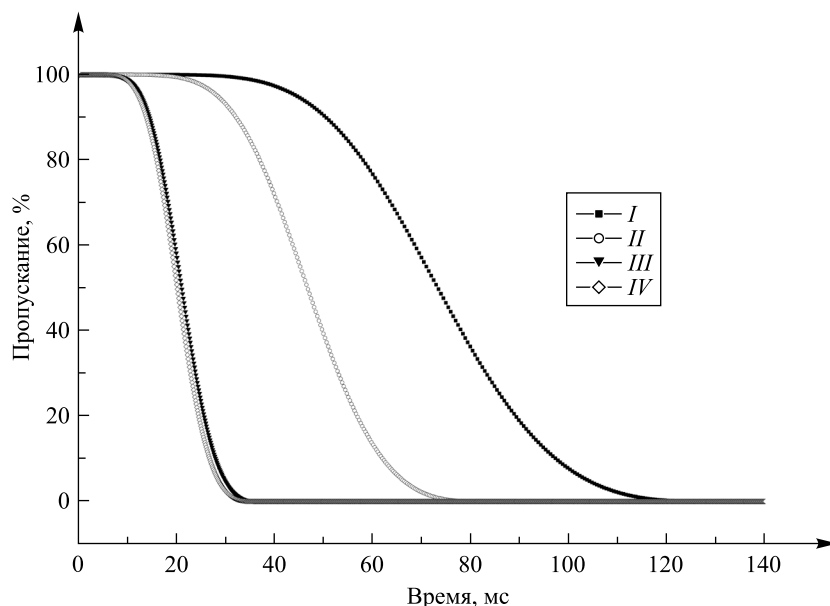


Рис. 4. Времена выключения ЖК-ячеек с разной концентрацией НГ:
I – НЖК ($t_{\text{выкл}} = 46,8$ мс); II – НЖК + 0,1 % НГ ($t_{\text{выкл}} = 30,3$ мс);
III – НЖК + 0,5 % НГ ($t_{\text{выкл}} = 13,4$ мс); IV – НЖК + 1 % НГ ($t_{\text{выкл}} = 12,8$ мс)

Fig. 4. Turn-off times of LC cells with different NC concentrations:
I – NLC ($t_{\text{off}} = 46.8$ ms); II – NLC + 0.1 % NC ($t_{\text{off}} = 30.3$ ms);
III – NLC + 0.5 % NC ($t_{\text{off}} = 13.4$ ms); IV – NLC + 1 % NC ($t_{\text{off}} = 12.8$ ms)

Таким образом, снижение порогового напряжения при добавлении НГ напрямую связано с уменьшением константы упругости K_{11} . Но уменьшение константы упругости приводит к увеличению времен переключения (согласно формуле (1)).

Наблюдаемое нами в экспериментах значительное снижение времен переключения, очевидно, обусловлено существенным уменьшением вращательной вязкости смеси НЖК при добавлении в нее НГ. Вращательная вязкость ориентированного ЖК относится к трению директора ЖК во время процесса вращения в неподвижной жидкости. Величина вращательной вязкости зависит от молекулярной структуры, межмолекулярных взаимодействий, температуры и наличия свободных ионов в смеси. Так как низкая концентрация НГ не сильно влияет на величину $\Delta\epsilon$, можно предположить, что межмолекулярные взаимодействия в НЖК существенно не изменяются. В научной литературе есть несколько сообщений о том, что уменьшение количества свободных ионов в смеси имеет тенденцию к снижению вращательной вязкости ЖК [40–42]. Пористая структура НГ может эффективно захватывать подвижные ионы, находящиеся в жидкокристаллической среде. Наличие меньшего количества свободных ионов снижает внутреннее трение (и, следовательно, γ_1 среды ЖК), позволяя молекулам ЖК вращаться быстрее.

Сами слои НГ при этом являются внешними добавками в ЖК и могут увеличить внутреннее трение. Поэтому, с одной стороны, уменьшение количества свободных ионов способствует снижению вращательной вязкости, а с другой стороны, слои НГ ее увеличивают. Поскольку концентрация нанослоев глины очень мала, их присутствие не может превышать эффект уменьшения количества ионов. Поэтому найти количественную связь между снижением концентрации свободных ионов и вращательной вязкостью γ_1 в этой сложной системе будет трудно.

Еще более интересным является влияние модифицированной НГ на свойства сегнетоэлектрических ЖК.

Результаты измерений, приведенные на рис. 6, ясно показывают, что ячейка, заполненная композицией СЖК + НГ, переключается намного быстрее, чем ячейка, заполненная «чистым» СЖК.

Время оптического отклика сегнетоэлектрического жидкокристаллического материала пропорционально вращательной вязкости и обратно пропорционально спонтанной поляризации:

$$\tau = \frac{\gamma_1}{P_s E},$$

где E – приложенное электрическое поле.

Согласно этой формуле увеличение спонтанной поляризации P_s и уменьшение вращательной вязкости γ_1 приведет к более быстрому отклику при неизменном приложенном напряжении E . По этой причине мы провели эксперименты по измерению спонтанной поляризации P_s «чистых» смесей СЖК и смесей СЖК + НГ. Результаты этих измерений представлены в табл. 3.

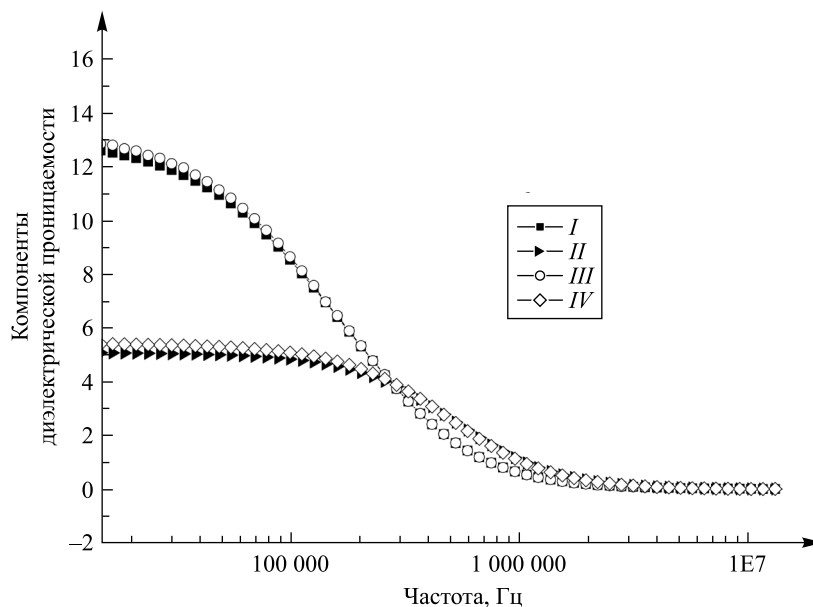


Рис. 5. Спектр диэлектрической проницаемости
«чистого» НЖК и НЖК + НГ (1 % по весу):
 $I - \varepsilon_{\parallel}$ (НЖК); $II - \varepsilon_{\perp}$ (НЖК); $III - \varepsilon_{\parallel}$ (НЖК + НГ); $IV - \varepsilon_{\perp}$ (НЖК + НГ)
Fig. 5. Dielectric permeability spectrum
of «pure» NLC and NLC + NC (1 % by weight):
 $I - \varepsilon_{\parallel}$ (NLC); $II - \varepsilon_{\perp}$ (NLC); $III - \varepsilon_{\parallel}$ (NLC + NC); $IV - \varepsilon_{\perp}$ (NLC + NC)

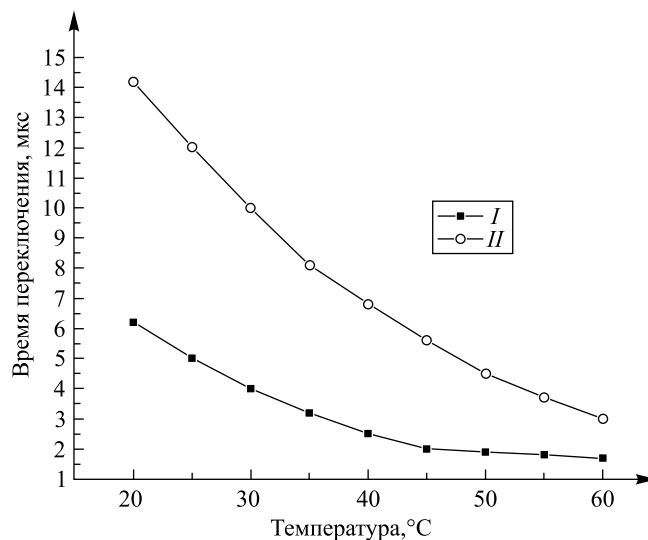


Рис. 6. Время переключения тестовых ячеек:
 $I - \text{СЖК} + \text{НГ}$ (ячейка с сегнетоэлектрическим ЖК, допированным НГ);
 $II - \text{СЖК}$ (ячейка с сегнетоэлектрическим ЖК)
Fig. 6. Test cell switching time:
 $I - \text{FLC} + \text{NC}$ (cell with ferroelectric LC doped with NC);
 $II - \text{FLC}$ (cell with ferroelectric LC)

Таблица 3

Физические и электрооптические свойства сегнетоэлектрических композиций

Table 3

Physical and electro-optical properties of ferroelectric compositions

Композиция	Содержание НГ, вес. %	Температура фазового перехода $CmC^* - CmA$, °C	Спонтанная поляризация, нК/см ²	Угол наклона в слое, град	Время переключения, мкс
СЖК	0	61,0	27	26,0	12,8
СЖК + НГ	0,2	61,6	28	26,5	10,0
СЖК + НГ	0,7	62,3	30	28,0	7,2
СЖК + НГ	1,2	62,8	31	28,5	6,6
СЖК + НГ	1,7	63,1	32	29,0	6,2
СЖК + НГ	2,2	63,1	32	29,0	6,2

Образцы смектических ЖК, допированных НГ, характеризуются большими величинами спонтанной поляризации P_s по сравнению с «чистым» СЖК. Этот результат указывает на структурную модификацию хиральной смектической фазы C вследствие добавления НГ. Так как в сегнетоэлектрических ЖК величина, пропорциональная спонтанной электрической поляризации кристалла, является параметром порядка, более высокое значение P_s доказывает улучшение упорядоченности в смектической C^* -фазе.

Заключение

Химическая модификация НГ приводит к увеличению сродства между молекулами ЖК и НГ, а также к улучшению электрооптических свойств композитов НЖК + НГ и СЖК + НГ.

Экспериментально показано, что добавление небольшого количества НГ в нематический и сегнетоэлектрический жидкокристаллический материал позволяет значительно улучшить время электрооптического отклика (до 4 раз в зависимости от концентрации). Также для НЖК уменьшаются значения порогового напряжения (на 18 %) и напряжения насыщения (на 20 %), что связано с сильным влиянием НГ на вязкоупругие свойства ЖК-композиций, особенно на вращательную вязкость. Очевидно, что значительное снижение вращательной вязкости связано с уменьшением количества свободных ионов в нанокompозите.

Для сегнетоэлектрических ЖК добавление НГ приводит к увеличению угла наклона в слое ЖК и повышению спонтанной поляризации, что связано с улучшением как позиционного, так и наклонного ориентационного упорядочения молекул в слоях ЖК вследствие более сильного взаимодействия между молекулами наноматериала и ЖК.

Библиографические ссылки

1. Goodby J, Collings P, Kato T, Tschierske C, Gleeson H, Raynes P, editors. *Handbook of liquid crystals. Volume set 8*. 2nd edition. [S. l.]: Wiley-VCH; 2014. 5240 p. DOI: 10.1002/9783527671403.
2. Минько А, Лапаник В, Последович М. Разработка новых ЖК-материалов и устройств на их основе. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;2:151–159.
3. Kato T, Mizoshita N, Kishimoto K. Functional liquid-crystalline assemblies: self-organized soft materials. *Angewandte Chemie. International Edition*. 2005;45(1):38–68. DOI: 10.1002/anie.200501384.
4. Woltman SJ, Jay GD, Crawford GP. Liquid-crystal materials find a new order in biomedical applications. *Nature Materials*. 2007; 6:929–938. DOI: 10.1038/nmat2010.
5. Kumar S. Discotic-functionalized nanomaterials. *Synthesis and Reactivity in Inorganic Metal-Organic and Nano-Metal Chemistry*. 2007;37:327–331. DOI: 10.1080/15533170701385754.
6. Hegmann T, Qi H, Marx VM. Nanoparticles in liquid crystals: synthesis, self-assembly, defect formation and potential applications. *Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials*. 2007;17:483–508. DOI: 10.1007/s10904-007-9140-5.
7. Cseh L, Mehl G. Structure-property relationships in nematic gold nanoparticles. *Journal of Materials Chemistry*. 2007;17(4): 311–315. DOI: 10.1039/B614046G.
8. Qi H, Hegman T. Impact of nanoscale particles and carbon nanotubes on current and future generations of liquid crystal displays. *Journal of Materials Chemistry*. 2008;18(28):3288–3294. DOI: 10.1039/B718920F.

9. Qi H, Kinkead B, Hegmann T. Effects of functionalized metal and semiconductor nanoparticles in nematic liquid crystal phases. *Proceedings of SPIE*. 2008;6911:691106. DOI: 10.1117/12.759473.
10. Qi H, Hegmann T. Formation of periodic stripe patterns in nematic liquid crystals doped with functionalized gold nanoparticles. *Journal of Materials Chemistry*. 2006;16(43):4197–4205. DOI: 10.1039/B611501B.
11. Shiraiishi Y, Toshima N, Maeda K, Yoshikawa H, Xu J, Kobayashi S. Frequency modulation response of a liquid-crystal electro-optic device doped with nanoparticles. *Applied Physics Letters*. 2002;81(15):2845–2847. DOI: 10.1063/1.1511282.
12. Kobayashi S, Toshima N. Nanoparticles and LCDs: it's a surprising world. *Information Display*. 2007;23:26–35.
13. Yoshida H, Kawamoto K, Kubo H, Tsuda A, Fujii A, Kuwabata S, et al. Nanoparticle-dispersed liquid crystals fabricated by sputter doping. *Advanced Materials*. 2010;22(5):622–626. DOI: 10.1002/adma.200902831.
14. Shivakumar U, Mirzaei J, Feng X, Sharma A, Moreira P, Hegmann T. Nanoparticles: complex and multifaceted additives for liquid crystals. *Liquid Crystals*. 2011;38(11–12):1495–1514. DOI: 10.1080/02678292.2011.605477.
15. Stamatoiu O, Mirzaei J, Feng X, Hegmann T. Nanoparticles in liquid crystals and liquid crystalline nanoparticles. In: Tschierske C, editor. *Liquid Crystals*. Berlin: Springer; 2012. p. 331–393. (Topics in Current Chemistry; volume 318). DOI: 10.1007/128_2011_233.
16. Reznikov Y, Buchnev O, Tereshchenko O, Reshetnyak V, Glushchenko A, West J. Ferroelectric nematic suspension. *Applied Physics Letters*. 2003;82(12):1917–1919. DOI: 10.1063/1.1560871.
17. Buchnev O, Cheon CI, Glushchenko A, Reznikov Yu, West JL. New non-synthetic method to modify properties of liquid crystals using micro- and nanoparticles. *Journal of the Society for Information Display*. 2005;13(9):749–754. DOI: 10.1889/1.2080512.
18. Li F, Buchnev O, Cheon C, Glushchenko A, Reshetnyak V, Reznikov Y, et al. Orientational coupling amplification in ferroelectric nematic colloids. *Physical Review Letters*. 2006;97(14):147801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.147801.
19. Lopatina LM, Selinger JV. Theory of ferroelectric nanoparticles in nematic liquid crystals. *Physical Review Letters*. 2009;102(19):197802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.197802.
20. Yoshida H, Tanaka Y, Kawamoto H, Kubo K, Fujii A, Kuwabata S, et al. Nanoparticle-stabilized cholesteric blue phases. *Applied Physics Express*. 2009;2:121501. DOI: 10.1143/APEX.2.121501.
21. Shandryuk G, Matukhina E, Vasil'ev R, Rebrov A, Bondarenko G, Merekalov A, et al. Effect of *H*-bonded liquid crystal polymers on CdSe quantum dot alignment within nanocomposite. *Macromolecules*. 2008;41(6):2178–2185. DOI: 10.1021/ma701983y.
22. Tal'roze RV, Shandryuk GA, Merekalov AS, Shatalova AM, Otmakhova OA. Alignment of nanoparticles in polymer matrices. *Polymer Science Series A*. 2009;51(11):1194–1203. DOI: 10.1134/S0965545X09110030.
23. Lapanik V, Lugouskiy A, Timofeev S, Haase W. Influence of the size and the attached organic tail of modified detonation nano-diamond on the physical properties of liquid crystals. *Liquid Crystals*. 2014;41(9):1332–1338. DOI: 10.1080/02678292.2014.919673.
24. Zhang S, Kumar S. Carbon nanotubes as liquid crystals. *Small*. 2008;4(9):1270–1283. DOI: 10.1002/smll.200700082.
25. Bisoyi HK, Kumar S. Carbon-based liquid crystals: art and science. *Liquid Crystals*. 2011;38(11–12):1427–1449. DOI: 10.1080/02678292.2011.597882.
26. Lapanik V, Timofeev S, Haase W. Electro-optic properties of nematic and ferroelectric liquid crystalline nanocolloids doped with partially reduced graphene oxide. *Phase Transitions*. 2016;89(2):133–143. DOI: 10.1080/01411594.2015.1067703.
27. Arora P, Mikulko A, Podgornov F, Haase W. Dielectric and electro-optic properties of new ferroelectric liquid crystalline mixture doped with carbon nanotubes. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2009;502(1):1–8. DOI: 10.1080/15421400902813592.
28. Lee W, Wang C-Yu, Shih Yu-C. Effects of carbon nanosolids on the electro-optical properties of a twisted nematic liquid-crystal host. *Applied Physics Letters*. 2004;85(4):513–515. DOI: 10.1063/1.1771799.
29. Rahman M, Lee W. Scientific duo of carbon nanotubes and nematic liquid crystals. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2009;42(6):063001. DOI: 10.1088/0022-3727/42/6/063001.
30. Baik I-S, Jeon SY, Lee SH. Electrical-field effect on carbon nanotubes in a twisted nematic liquid crystal cell. *Applied Physics Letters*. 2005;87(26):263110. DOI: 10.1063/1.2158509.
31. Scalia G, Lagerwall JPF, Schymura S, Haluska M, Giesselmann F, Roth S. Carbon nanotubes in liquid crystals as versatile functional materials. *Physica Status Solidi (b)*. 2007;244(11):4212–4217. DOI: 10.1002/pssb.200776205.
32. Chen HYu, Lee W, Clark N. Faster electro-optical response characteristics of a carbon-nanotube-nematic suspension. *Applied Physics Letters*. 2007;90(3):033510. DOI: 10.1063/1.2432294.
33. Huang C-Y, Pan H-C, Hsieh C-T. Electrooptical properties of carbon-nanotube-doped twisted nematic liquid crystal cell. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2006;45(1-8A):6392–6394. DOI: 10.1143/JJAP.45.6392.
34. Yakemseva M, Dierking I, Kapernaum N, Usoltseva N, Giesselmann F. Dispersions of multi-wall carbon nanotubes in ferroelectric liquid crystals. *The European Physical Journal E*. 2014;37:7. DOI: 10.1140/epje/i2014-14007-4.
35. Miyasato K, Abe S, Takezoe H, Fukuda A, Kuzev E. Direct method with triangular waves for measuring spontaneous polarization in ferroelectric liquid crystals. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1983;22(2–10):L661. DOI: 10.1143/JJAP.22.L661.
36. Baikalov VA, Beresnev LA, Blinov LM. Measures of the molecular tilt angle and optical anisotropy in ferroelectric liquid crystals. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 1985;127(1):397. DOI: 10.1080/00268948508080854.
37. Okada A, Usuki A. Twenty years of polymer-clay nanocomposites. *Macromolecular Materials and Engineering*. 2006;291(12):1449–1476. DOI: 10.1002/mame.200600260.
38. Jawaid M, Quaiss Abou el Kacem K, Bouhfid R, editors. *Nanoclay reinforced polymer composites: natural fibre/nanoclay hybrid composites*. Singapore: Springer; 2016. 296 p. DOI: 10.1007/978-981-10-0950-1.
39. Бейдер ЭЯ, Петрова ГН, Покидько БВ, Битт ВВ, Скляревская НМ, авторы; Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов, правообладатель. *Способ модифицирования наносиликатов*. Патент RU 2433954 С1. 11 мая 2010 г.
40. Basun SA, Cook G, Reshetnyak VYu, Glushchenko AV, Evans DR. Dipole moment and spontaneous polarization of ferroelectric nanoparticles in a nonpolar fluid suspension. *Physical Review B*. 2011;84(2):024105. DOI: 10.1103/PhysRevB.84.024105.
41. Herrington MR, Buchnev O, Kaczmarek M, Nandhakumar I. The effect of the size of BaTiO₃ nanoparticles on the electro-optic properties of nematic liquid crystals. *Molecular Crystals Liquid Crystals*. 2010;527(1):72/[228]–79/[235]. DOI: 10.1080/15421406.2010.486362.
42. Basu R, Garvey A. Effects of ferroelectric nanoparticles on ion transport in a liquid crystal. *Applied Physics Letters*. 2014;105(15):151905. DOI: 10.1063/1.4898581.

References

1. Goodby J, Collings P, Kato T, Tschierske C, Gleeson H, Raynes P, editors. *Handbook of liquid crystals. Volume set 8*. 2nd edition. [S. l.]: Wiley-VCH; 2014. 5240 p. DOI: 10.1002/9783527671403.
2. Minko A, Lapanik V, Pasliadovich M. Development of new liquid crystal materials and devices. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;2:151–159. Russian.
3. Kato T, Mizoshita N, Kishimoto K. Functional liquid-crystalline assemblies: self-organized soft materials. *Angewandte Chemie. International Edition*. 2005;45(1):38–68. DOI: 10.1002/anie.200501384.
4. Woltman SJ, Jay GD, Crawford GP. Liquid-crystal materials find a new order in biomedical applications. *Nature Materials*. 2007; 6:929–938. DOI: 10.1038/nmat2010.
5. Kumar S. Discotic-functionalized nanomaterials. *Synthesis and Reactivity in Inorganic Metal-Organic and Nano-Metal Chemistry*. 2007;37:327–331. DOI: 10.1080/15533170701385754.
6. Hegmann T, Qi H, Marx VM. Nanoparticles in liquid crystals: synthesis, self-assembly, defect formation and potential applications. *Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials*. 2007;17:483–508. DOI: 10.1007/s10904-007-9140-5.
7. Cseh L, Mehl G. Structure-property relationships in nematic gold nanoparticles. *Journal of Materials Chemistry*. 2007;17(4): 311–315. DOI: 10.1039/B614046G.
8. Qi H, Hegmann T. Impact of nanoscale particles and carbon nanotubes on current and future generations of liquid crystal displays. *Journal of Materials Chemistry*. 2008;18(28):3288–3294. DOI: 10.1039/B718920F.
9. Qi H, Kinkead B, Hegmann T. Effects of functionalized metal and semiconductor nanoparticles in nematic liquid crystal phases. *Proceedings of SPIE*. 2008;6911:691106. DOI: 10.1117/12.759473.
10. Qi H, Hegmann T. Formation of periodic stripe patterns in nematic liquid crystals doped with functionalized gold nanoparticles. *Journal of Materials Chemistry*. 2006;16(43):4197–4205. DOI: 10.1039/B611501B.
11. Shiraiishi Y, Toshima N, Maeda K, Yoshikawa H, Xu J, Kobayashi S. Frequency modulation response of a liquid-crystal electro-optic device doped with nanoparticles. *Applied Physics Letters*. 2002;81(15):2845–2847. DOI: 10.1063/1.1511282.
12. Kobayashi S, Toshima N. Nanoparticles and LCDs: it's a surprising world. *Information Display*. 2007;23:26–35.
13. Yoshida H, Kawamoto K, Kubo H, Tsuda A, Fujii A, Kuwabata S, et al. Nanoparticle-dispersed liquid crystals fabricated by sputter doping. *Advanced Materials*. 2010;22(5):622–626. DOI: 10.1002/adma.200902831.
14. Shivakumar U, Mirzaei J, Feng X, Sharma A, Moreira P, Hegmann T. Nanoparticles: complex and multifaceted additives for liquid crystals. *Liquid Crystals*. 2011;38(11–12):1495–1514. DOI: 10.1080/02678292.2011.605477.
15. Stamatiou O, Mirzaei J, Feng X, Hegmann T. Nanoparticles in liquid crystals and liquid crystalline nanoparticles. In: Tschierske C, editor. *Liquid Crystals*. Berlin: Springer; 2012. p. 331–393. (Topics in Current Chemistry; volume 318). DOI: 10.1007/128_2011_233.
16. Reznikov Y, Buchnev O, Tereshchenko O, Reshetnyak V, Glushchenko A, West J. Ferroelectric nematic suspension. *Applied Physics Letters*. 2003;82(12):1917–1919. DOI: 10.1063/1.1560871.
17. Buchnev O, Cheon CI, Glushchenko A, Reznikov Yu, West JL. New non-synthetic method to modify properties of liquid crystals using micro- and nanoparticles. *Journal of the Society for Information Display*. 2005;13(9):749–754. DOI: 10.1889/1.2080512.
18. Li F, Buchnev O, Cheon C, Glushchenko A, Reshetnyak V, Reznikov Y, et al. Orientational coupling amplification in ferroelectric nematic colloids. *Physical Review Letters*. 2006;97(14):147801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.147801.
19. Lopatina LM, Selinger JV. Theory of ferroelectric nanoparticles in nematic liquid crystals. *Physical Review Letters*. 2009;102(19): 197802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.197802.
20. Yoshida H, Tanaka Y, Kawamoto H, Kubo K, Fujii A, Kuwabata S, et al. Nanoparticle-stabilized cholesteric blue phases. *Applied Physics Express*. 2009;2:121501. DOI: 10.1143/APEX.2.121501.
21. Shandryuk G, Matukhina E, Vasil'ev R, Rebrov A, Bondarenko G, Merekalov A, et al. Effect of H-bonded liquid crystal polymers on CdSe quantum dot alignment within nanocomposite. *Macromolecules*. 2008;41(6):2178–2185. DOI: 10.1021/ma701983y.
22. Tal'roze RV, Shandryuk GA, Merekalov AS, Shatalova AM, Otmakhova OA. Alignment of nanoparticles in polymer matrices. *Polymer Science Series A*. 2009;51(11):1194–1203. DOI: 10.1134/S0965545X09110030.
23. Lapanik V, Lugouskiy A, Timofeev S, Haase W. Influence of the size and the attached organic tail of modified detonation nano-diamond on the physical properties of liquid crystals. *Liquid Crystals*. 2014;41(9):1332–1338. DOI: 10.1080/02678292.2014.919673.
24. Zhang S, Kumar S. Carbon nanotubes as liquid crystals. *Small*. 2008;4(9):1270–1283. DOI: 10.1002/smll.200700082.
25. Bisoyi HK, Kumar S. Carbon-based liquid crystals: art and science. *Liquid Crystals*. 2011;38(11–12):1427–1449. DOI: 10.1080/02678292.2011.597882.
26. Lapanik V, Timofeev S, Haase W. Electro-optic properties of nematic and ferroelectric liquid crystalline nanocolloids doped with partially reduced graphene oxide. *Phase Transitions*. 2016;89(2):133–143. DOI: 10.1080/01411594.2015.1067703.
27. Arora P, Mikulko A, Podgornov F, Haase W. Dielectric and electro-optic properties of new ferroelectric liquid crystalline mixture doped with carbon nanotubes. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2009;502(1):1–8. DOI: 10.1080/15421400902813592.
28. Lee W, Wang C-Yu, Shih Yu-C. Effects of carbon nanosolids on the electro-optical properties of a twisted nematic liquid-crystal host. *Applied Physics Letters*. 2004;85(4):513–515. DOI: 10.1063/1.1771799.
29. Rahman M, Lee W. Scientific duo of carbon nanotubes and nematic liquid crystals. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2009;42(6):063001. DOI: 10.1088/0022-3727/42/6/063001.
30. Baik I-S, Jeon SY, Lee SH. Electrical-field effect on carbon nanotubes in a twisted nematic liquid crystal cell. *Applied Physics Letters*. 2005;87(26):263110. DOI: 10.1063/1.2158509.
31. Scalia G, Lagerwall JPF, Schymura S, Haluska M, Giesselmann F, Roth S. Carbon nanotubes in liquid crystals as versatile functional materials. *Physica Status Solidi (b)*. 2007;244(11):4212–4217. DOI: 10.1002/pssb.200776205.
32. Chen HYU, Lee W, Clark N. Faster electro-optical response characteristics of a carbon-nanotube-nematic suspension. *Applied Physics Letters*. 2007;90(3):033510. DOI: 10.1063/1.2432294.
33. Huang C-Y, Pan H-C, Hsieh C-T. Electrooptical properties of carbon-nanotube-doped twisted nematic liquid crystal cell. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2006;45(1-8A):6392–6394. DOI: 10.1143/JJAP.45.6392.
34. Yakemseva M, Dierking I, Kapernaum N, Usoltseva N, Giesselmann F. Dispersions of multi-wall carbon nanotubes in ferroelectric liquid crystals. *The European Physical Journal E*. 2014;37:7. DOI: 10.1140/epje/i2014-14007-4.

35. Miyasato K, Abe S, Takezoe H, Fukuda A, Kuzev E. Direct method with triangular waves for measuring spontaneous polarization in ferroelectric liquid crystals. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1983;22(2–10):L661. DOI: 10.1143/JJAP.22.L661.
36. Baikalov VA, Beresnev LA, Blinov LM. Measures of the molecular tilt angle and optical anisotropy in ferroelectric liquid crystals. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 1985;127(1):397. DOI: 10.1080/00268948508080854.
37. Okada A, Usuki A. Twenty years of polymer-clay nanocomposites. *Macromolecular Materials and Engineering*. 2006;291(12):1449–1476. DOI: 10.1002/mame.200600260.
38. Jawaid M, Qaiss Abou el Kacem K, Bouhfid R, editors. *Nanoclay reinforced polymer composites: natural fibre/nanoclay hybrid composites*. Singapore: Springer; 2016. 296 p. DOI: 10.1007/978-981-10-0950-1.
39. Bejder EJ, Petrova GN, Pokid'ko BV, Bitt VV, Skljarevskaja NM, inventors; Vserossiiskij nauchno-issledovatel'skij institut aviatsionnykh materialov, assignee. *Method of modifying nanosilicates*. Russian Federation patent RU 2433954 C1. 2010 May 11.
40. Basun SA, Cook G, Reshetnyak VYu, Glushchenko AV, Evans DR. Dipole moment and spontaneous polarization of ferroelectric nanoparticles in a nonpolar fluid suspension. *Physical Review B*. 2011;84(2):024105. DOI: 10.1103/PhysRevB.84.024105.
41. Herrington MR, Buchnev O, Kaczmarek M, Nandhakumar I. The effect of the size of BaTiO₃ nanoparticles on the electro-optic properties of nematic liquid crystals. *Molecular Crystals Liquid Crystals*. 2010;527(1):72/[228]–79/[235]. DOI: 10.1080/15421406.2010.486362.
42. Basu R, Garvey A. Effects of ferroelectric nanoparticles on ion transport in a liquid crystal. *Applied Physics Letters*. 2014;105(15):151905. DOI: 10.1063/1.4898581.

Статья поступила в редколлегию 07.07.2020.
Received by editorial board 07.07.2020.

УДК 621.315

ЭЛЕКТРОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ, ПОЛУЧЕННОЙ МЕТОДОМ УСИЛЕННОГО ПЛАЗМОЙ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ, ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ

А. А. МАКСИМЕНКО¹⁾, Е. РАЯЦКАЙТЕ²⁾,
Ш. МЕШКИНИС²⁾, Т. ТАМУЛЕВИЧЮС²⁾, С. ТАМУЛЕВИЧЮС²⁾,
А. А. ХАРЧЕНКО^{1), 3)}, А. К. ФЕДОТОВ¹⁾, Ю. А. ФЕДОТОВА¹⁾

¹⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, г. Минск, Беларусь

²⁾Институт материаловедения Каунасского технологического университета,
ул. К. Баршауско, 59, LT-51423, г. Каунас, Литва

³⁾Белорусский государственный педагогический университет им. Максима Танка,
ул. Советская, 18, 220030, г. Минск, Беларусь

Исследованы структура и электропроводность образцов углеродных слоев наногرافита, выращенных методом химического осаждения из газовой фазы, усиленного микроволновой плазмой (PECVD), на установке компании

Образец цитирования:

Максименко АА, Раяцкайте Е, Мешкинис Ш, Тамулевичюс Т, Тамулевичюс С, Харченко АА, Федотов АК, Федотова ЮА. Электротранспортные свойства углеродной наноструктуры, полученной методом усиленного плазмой химического осаждения из газовой фазы, при термоциклировании. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:89–96.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-89-96>

For citation:

Maximenko AA, Rajackaitė E, Meškinis Š, Tamulevičius T, Tamulevičius S, Kharchanka AA, Fedotov AK, Fedotova JuA. Electrical transport properties of a carbon nanostructure obtained by plasma-enhanced chemical vapor deposition during thermal cycling. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:89–96. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-89-96>

Авторы:

Алексей Алексеевич Максименко – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник лаборатории физики перспективных материалов.

Ерика Раяцкайте – аспирантка.

Шарунас Мешкинис – кандидат физико-математических наук; главный научный сотрудник, заведующий лабораторией исследований вакуума и плазменных процессов.

Томас Тамулевичюс – кандидат физико-математических наук; главный научный сотрудник.

Сигитас Тамулевичюс – доктор физико-математических наук, профессор; директор.

Андрей Андреевич Харченко – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник лаборатории физики перспективных материалов¹⁾, доцент кафедры физики и методики преподавания физики физико-математического факультета³⁾.

Александр Кириллович Федотов – доктор физико-математических наук, профессор; главный научный сотрудник лаборатории физики перспективных материалов.

Юлия Александровна Федотова – доктор физико-математических наук; заместитель директора по международному научно-техническому сотрудничеству, заведующий лабораторией физики перспективных материалов.

Authors:

Alexey A. Maximenko, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the laboratory of physics of prospective materials.
alexey.maximenko@ifj.edu.pl

<https://orcid.org/0000-0003-2660-8105>

Erika Rajackaitė, postgraduate student.

erika.rajackaite@ktu.lt

Šarūnas Meškinis, PhD (physics and mathematics); chief researcher and head of the research laboratory of vacuum and plasma processes.

sarunas.meskinis@ktu.lt

<https://orcid.org/0000-0001-9622-7573>

Tomas Tamulevičius, PhD (physics and mathematics); chief researcher.

tomas.tamulevicius@ktu.lt

<https://orcid.org/0000-0003-3879-2253>

Sigitas Tamulevičius, doctor of science (physics and mathematics), full professor; director.

sigitas.tamulevicius@ktu.lt

<https://orcid.org/0000-0002-9965-2724>

Andrei A. Kharchanka, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the laboratory of physics of prospective materials^a and associate professor at the department of physics and methods of teaching physics, faculty of physics and mathematics^c.
XaaTM@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0002-7274-1380>

Alexander K. Fedotov, doctor of science (physics and mathematics), full professor; chief researcher at the laboratory of physics of prospective materials.

fedotov@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0002-7008-847X>

Julia A. Fedotova, doctor of science (physics and mathematics); deputy director on international collaboration and head of the laboratory of physics of prospective materials.

julia@hep.by

<https://orcid.org/0000-0002-4471-0552>

IPLAS Innovative Plasma Systems GmbH (Германия). Образцы выращивались на подложках из плавленого кварца при времени осаждения 20 и 40 мин соответственно. Исследование сформированных слоев наногرافита методами комбинационного рассеяния света и сканирующей электронной микроскопии показало, что поверхность образца наногرافита, осаждавшегося 20 мин, покрыта большим количеством не связанных между собой зародышей вертикального графена со средними размерами менее 10 нм. Увеличение времени роста до 40 мин приводит к увеличению размеров зародышей до 20–30 нм, однако их перекрытия не происходит. Это подтверждает, что образцы соответствуют начальным стадиям формирования вертикального графена на выращенных слоях наногرافита и перколяционная структура в них отсутствует. На полученных образцах были исследованы температурные зависимости слоевого электрического сопротивления на постоянном токе в диапазоне 4–300 К и влияние на них числа циклов N охлаждения – нагрев (300 К – 2 К – 300 К) в атмосфере газообразного гелия, а также изменения атмосферы хранения образцов (путем их помещения в воздушную среду после отогрева до комнатной температуры). Обнаружено, что слоевое электрическое сопротивление образца, осаждавшегося в течение 20 мин, весьма чувствительно к двум технологическим параметрам измерения – числу циклов N и изменению атмосферы хранения после отогрева. Это проявилось в том, что после четырех циклов охлаждения – нагрев и одной смены атмосферы (гелий – воздух – гелий) после отогрева сопротивление увеличилось более чем на 20 %, достигнув насыщения. Сопротивление образца, осаждавшегося в течение 40 мин, показывало меньшую чувствительность при термоциклировании, увеличиваясь не более чем на 10 %. Эффект влияния термоциклирования связывается с перестройкой дефектов, образовавшихся на границах зерен в слое наногرافита, а в случае смены атмосферы – с пассивированием оборванных связей атмосферными газами.

Ключевые слова: углеродные структуры; вертикальный графен; электрическое сопротивление; термоциклирование; химическое осаждение из газовой фазы (CVD).

Благодарность. Авторы выражают благодарность И. А. Свито за проведение электротранспортных измерений. Работа финансировалась в рамках государственной программы научных исследований «Фотоника, опто- и микроэлектроника» (задание 3.3.04) и контракта № 08626319/20553435-74 с Объединенным институтом ядерных исследований (Дубна, Россия).

ELECTRICAL TRANSPORT PROPERTIES OF A CARBON NANOSTRUCTURE OBTAINED BY PLASMA-ENHANCED CHEMICAL VAPOR DEPOSITION DURING THERMAL CYCLING

A. A. MAXIMENKO^a, E. RAJACKAITĖ^b,
Š. MEŠKINIS^b, T. TAMULEVIČIUS^b, S. TAMULEVIČIUS^b,
A. A. KHARCHANKA^{a, c}, A. K. FEDOTOV^a, Ju. A. FEDOTOVA^a

^a*Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
11 Babrujskaja Street, Minsk 220006, Belarus*

^b*Institute of Materials Science, Kaunas University of Technology,
59 K. Baršausko Street, Kaunas LT-51423, Lithuania*

^c*Belarusian State Pedagogical University named after Maxim Tank,
18 Savieckaja Street, Minsk 220030, Belarus*

Corresponding author: A. A. Kharchanka (XaaTM@mail.ru)

We have investigated the structure and electrical conductivity of carbon nanographite layers grown by chemical vapor deposition, enhanced by microwave plasma (PECVD) on a setup by *IPLAS Innovative Plasma Systems GmbH* (Germany). The samples were grown on fused silica substrates with deposition times of 20 and 40 min, respectively. The study of the formed layers of nanographite by the method of Raman light scattering and scanning electron microscopy showed that the surface of the nanographite sample deposited for 20 min is covered with a large number of unconnected vertical graphene nuclei with an average size of less than 10 nm. An increase in the growth time to 40 min led to an increase in the size of the nuclei to 20–30 nm; however, their overlap does not occur. This confirmed that the samples corresponded to the initial stages of the formation of vertical graphene in the grown nanographite layers and there is no percolative structure in them. The obtained samples were used to study the temperature dependences of the sheet electrical resistance at direct current in the range of 4–300 K and the effect on them of the number of cycles N cooling – heating (300 K – 2 K – 300 K) in an atmosphere of gaseous helium, as well as the change in the atmosphere storage of samples (by placing them in the air after warming up to room temperature). It was found that the electrical resistance of the sample deposited for 20 min is very sensitive to two technological parameters of measurement – the number of cycles N and the change in the storage atmosphere after heating. This manifested itself in the fact that after four cooling – heating cycles and one change of the atmosphere (helium – air – helium) after warming up, the resistance increased by more than 20 %, reaching saturation.

The resistance of the sample, deposited for 40 min, showed less sensitivity during thermal cycling, increasing by no more than 10 %. The effect of thermal cycling we attribute to the rearrangement of defects formed at the boundaries of grains in the nanographite layer, and in the case of a change in the atmosphere, with the passivation of dangling bonds with atmospheric gases.

Keywords: carbon structures; vertical graphene; electrical resistance; thermal cycling; chemical vapor deposition (CVD).

Acknowledgements. The authors are grateful to I. A. Svito for carrying out electric transport measurements. This work was supported by the state program of scientific research of the Republic of Belarus «Photonics, opto- and microelectronics» (assignment 3.3.04) and the contract No. 08626319/20553435-74 with Joint Institute for Nuclear Research (Dubna, Russia).

Введение

В последнее десятилетие графен широко изучается благодаря таким его необычным физическим свойствам, как высокая электро- и теплопроводность, развитая удельная поверхность, высокая механическая прочность, гибкость и др. Согласно дорожной карте развития графеновой электроники [1] сочетание этих свойств позволяет рассчитывать на возможность создания гибридных наноструктур для изготовления новых типов датчиков, преобразователей и спинтронных приборов, применения в накопителях энергии, магнитной визуализации биообъектов и т. д. [1–3]. Помимо «идеального» (однолистного) графена, интерес представляют и другие его модификации (графан, графон, графин), а также двумерные и квазидвумерные модификации графита, такие как двухслойные [4] и твистированные графены [5], вертикальный графен (*vertical graphene nanosheets*, VGN) [6] и т. п. В англоязычной литературе VGN часто называют *carbon nanowalls* [7] или *vertically oriented few-layer graphene* [8]. Этот тип углеродного наноматериала представляет собой взаимосвязанную пористую сеть вертикально ориентированных графитоподобных листов, каждый из которых содержит несколько углеродных слоев с межслоевым расстоянием около 0,36 нм [9]. Важной его особенностью является возможность выращивания непосредственно на диэлектрических подложках, что исключает последующую процедуру переноса с фольги катализирующего металла (меди, никеля и др.). Согласно работам [6–8] типичными размерами вертикальной составляющей VGN являются толщины порядка нанометров с длиной и высотой до нескольких микрометров. Такая система вследствие сложной морфологии обладает развитой поверхностью, что делает VGN уникальным и интересным для изучения материалом с точки зрения его применимости в областях накопления энергии, электроники и сенсорики [6; 7; 9]. Однако, несмотря на обилие работ, посвященных получению и структурным исследованиям VGN, количество публикаций по электропереносу и магнитотранспортным свойствам весьма ограничено [9].

Наиболее перспективным и часто применяемым методом получения VGN-структур является технология PECVD – химического осаждения из газовой фазы с использованием плазмы. Установлено, что на начальных стадиях процесса выращивания вертикального графена на диэлектрической подложке формируется тонкий горизонтальный «аморфный» углеродный слой, на котором впоследствии и происходят зарождение и рост VGN [6; 10; 11]. Этот слой теоретически может шунтировать электротранспорт по вертикальной составляющей VGN-структур, тем самым влияя на электротранспортные свойства.

Данная работа посвящена исследованию влияния термоциклирования на электротранспортные свойства VGN-структур на начальных стадиях их формирования.

Методика исследования

Образцы были получены методом химического осаждения из газовой фазы, усиленного микроволновой плазмой (PECVD), на установке компании *IPLAS Innovative Plasma Systems GmbH* (Германия). VGN-структуры формировались на подложках из плавленого кварца, которые предварительно обрабатывались в водородной плазме при скорости потока $200 \text{ см}^3/\text{мин}$ и мощности микроволнового излучения 1,2 кВт для удаления любых органических остатков, оксидов и активации участков роста. Температура подложки повышалась (с использованием нагревателя и выносной плазмы) и стабилизировалась при значении $850 \text{ }^\circ\text{C}$. После 15-минутного процесса предварительного нагрева подложки в камеру реактора вводился газообразный метан с расходом $50 \text{ см}^3/\text{мин}$ в течение некоторого времени, а затем скорость потока H_2 уменьшалась до $150 \text{ см}^3/\text{мин}$. Рабочее давление составляло 26 мбар как во время предварительного нагрева, так и в процессе роста. В данном исследовании были получены два типа образцов VGN: при формировании образца 1 метановый газ подавался в реакторную камеру в течение 20 мин, а образца 2 – в течение 40 мин.

Спектроскопия комбинационного рассеяния света проводилась на приборе Nanofinder[®] 30 (*Tokyo Instruments*, Япония). Мощность лазерного пучка с длиной волны 532 нм и диаметром около 0,7–1,0 мкм составляла 600 мкВт при времени облучения 20 с. Сканировались три области размерами 20 × 20 мкм, разнесенные друг от друга на расстояние не менее 1 мм.

Исследования поверхности образцов были выполнены с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) FEI Quanta 200 FEG (*FEI Company*, США) с разрешением 1,2 нм, содержащего источник электронной эмиссии поля в электронной пушке типа Шоттки. СЭМ-изображения в поперечном сечении получали с помощью двухлучевой системы Helios NanoLab 650 (*FEI Company*, США).

Температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ измерялись на бескриогенной измерительной системе (*Cryogenics Ltd.*, Великобритания) на базе рефрижератора замкнутого цикла в температурном диапазоне ($2 < T < 300$) К. При исследовании зависимостей $R(T)$ проходящий через образец ток задавался и измерялся с помощью прибора Keithley 6430 (*Keithley Instruments*, США), что позволяло измерять электрическое сопротивление образцов в диапазоне от 100 мкОм до 10 ГОм с точностью не хуже 0,1 %. Температуру образцов контролировали термодиодами (*Lake Shore Cryotronics*, США), откалиброванными с точностью до 0,000 5 К и имеющими воспроизводимость не хуже 0,001 К. Это позволило стабилизировать и измерить температуру с помощью контроллера Lake Shore 331 (*Lake Shore Cryotronics*, США) с точностью не хуже 0,005 К. Измерения сопротивления проводились по 4-зондовой методике (с использованием двух токовых и двух потенциальных контактов, наносившихся ультразвуковым паяльником).

Результаты и их обсуждение

Поверхность исследуемых образцов представляет собой однородную структуру как при визуальном рассмотрении, так и при оптическом увеличении. На рис. 1 приведены типичные спектры комбинационного рассеяния (СКР), которые практически не изменяются по сканированной площади, что подтверждает однородность поверхности образцов. Спектры имеют структуру, характерную для sp^2 -гибридизированных углеродных структур, показывая явно выраженные G - и $2D$ -пики. Присутствие в СКР пиков D и $D + D'$ свидетельствует о наличии в образцах значительного количества дефектов. Высокая интенсивность G - и D -пигов по отношению к $2D$ -пику указывает на достаточно сильную упорядоченность структуры, что характерно для начальных стадий роста VGN-структур [6]. Стоит отметить, что изученные СКР позволили зафиксировать лишь наличие участков с sp^2 -гибридизацией, хотя, как известно [10], такие объекты имеют и другие модификации углерода. Согласно работам [10; 11] на начальной стадии процесса PECVD (т. е. при малых временах осаждения) на подложке зарождаются нанографитовые островки, которые сливаются и образуют дефектный подслои с полным покрытием области подложки. Как показано в статьях [6; 10; 11], зарождение вертикальной составляющей VGN-структуры, перпендикулярной подложке, и ее дальнейший рост происходят в дефектных зонах нанографитового подслоя.

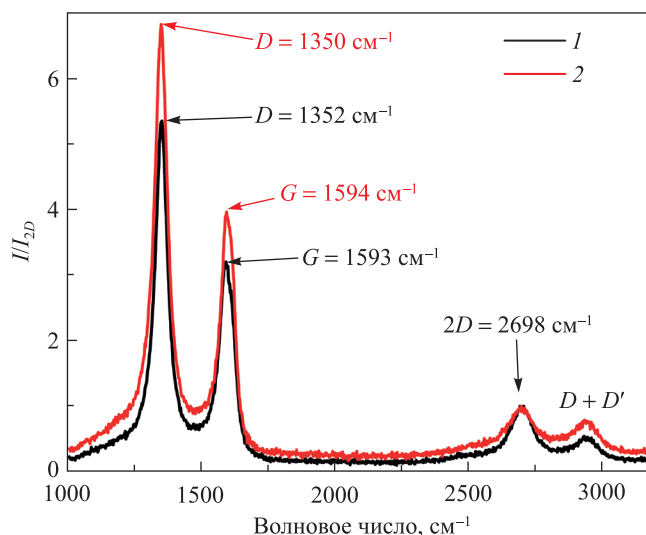


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света для образцов 1 и 2 VGN-структур

Fig. 1. Raman spectra for samples 1 and 2 of VGN structures

СЭМ-изображения, так же как и СКР образцов, осаждавшихся в течение 20 и 40 мин, показали отсутствие у них развитых перколяционных VGN-структур. Как видно на рис. 2, *а*, поверхность образца 1 (после 20 мин роста) представляет собой достаточно однородную структуру с наличием большого количества не связанных между собой светлых областей с размерами менее 10 нм поверх углеродного слоя. Увеличение времени роста до 40 мин (образец 2) приводит к увеличению размеров вытянутых светлых участков (см. рис. 2, *б*) до 20–30 нм, однако их перекрытия не происходит. СЭМ-изображения поперечных сколов (рис. 3) позволяют оценить толщину дефектного нанографитового слоя, которая составляет в среднем $(20,31 \pm 2,09)$ и $(35,35 \pm 4,91)$ нм для образцов 1 и 2 соответственно. Таким образом, можно полагать, что исследуемые образцы VGN-структур представляют собой сильно дефектный (возможно, аморфный), образующийся на начальных стадиях процесса PECVD нанографитовый слой, на котором зарождаются слои вертикального графена. Подробный анализ структурных исследований приведен в статье [12].

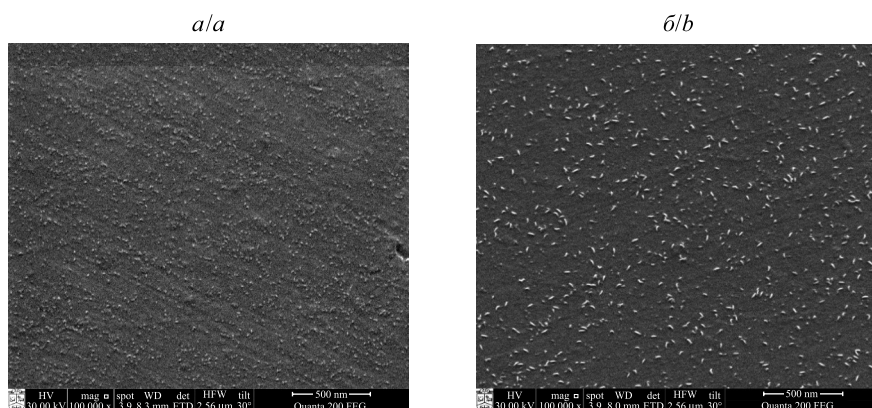


Рис. 2. СЭМ-изображения поверхности образцов 1 (*а*) и 2 (*б*) в режиме обратнорассеянных электронов

Fig. 2. SEM images of the surface of samples 1 (*a*) and 2 (*b*) in the backscattered electron mode

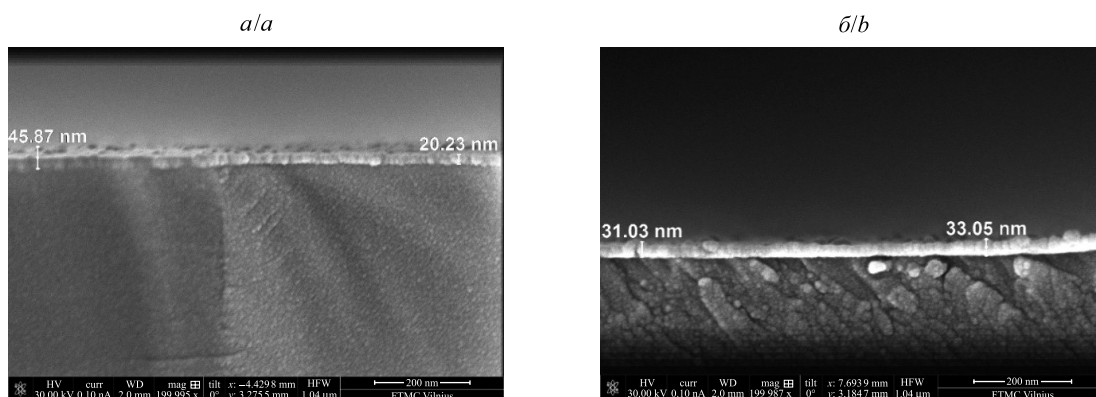


Рис. 3. СЭМ-изображения в поперечном направлении для образцов 1 (*а*) и 2 (*б*)

Fig. 3. SEM images in the transverse direction for samples 1 (*a*) and 2 (*b*)

Перед началом измерений температурных зависимостей электросопротивления образцов измерялись их продольные вольт-амперные характеристики (ВАХ) при температурах $T \approx 2$ К (вставка на рис. 4, *а*) и $T \approx 300$ К (вставка на рис. 4, *б*). У обоих образцов ВАХ оказались линейными, что свидетельствует об омичности использованных электрических контактов. Более высокое сопротивление образца 1, по сравнению с образцом 2, скорее всего, связано с меньшей толщиной проводящего нанографитового подслоя в VGN-структурах, сформированных на начальной стадии роста их вертикальной составляющей.

Отметим наиболее важные особенности поведения электросопротивления исследованных образцов. Оказалось, что при хранении на воздухе сопротивление обоих образцов практически не менялось во времени. Однако при этом отмечен рост сопротивления при многократном последовательном охлаждении и нагреве образцов (термоциклировании) в области температур 2–300 К либо в газообразном

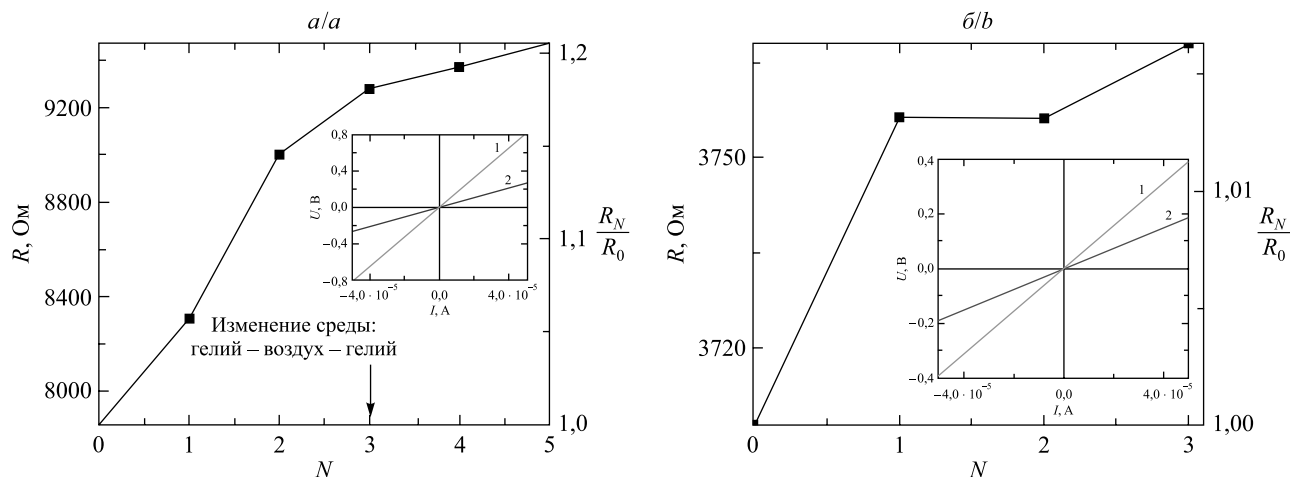


Рис. 4. Зависимости электросопротивления R (левые оси) и нормированного электросопротивления $\frac{R_N}{R_0}$ при 300 К (правые оси) для образцов 1 (а) и 2 (б) от числа термоциклирований N .

Термоциклирование соответствует процессу охлаждения – нагрев (300 К – 2 К – 300 К), за исключением цикла $N=3$ на рис. 4, а, где происходила смена атмосферы (гелий – воздух – гелий), поскольку образец вынимался на воздух (на вставках – ВАХ образцов 1 и 2, измеренные при температурах 2 К (а) и 300 К (б))

Fig. 4. Dependences of electrical resistance R (left axes) and normalized electrical resistance $\frac{R_N}{R_0}$ at 300 K (right axes) for samples 1 (a) and 2 (b) on the number of thermal cycles N . Thermal cycling corresponds to the cooling-heating process (300 K – 2 K – 300 K), with the exception of the cycle $N=3$ in fig. 4, a, where the atmosphere changed (helium – air – helium), since the sample was taken out into the air (insets – current-voltage characteristics of samples 1 and 2 measured at temperatures of 2 K (a) and 300 K (b))

гелии, либо при выносе образцов после отогрева на воздух. На рис. 4 представлены зависимости сопротивления R для образцов 1 и 2 от количества циклов N (четыре цикла охлаждения – нагрев в гелии и один цикл гелий – воздух – гелий (цикл $N=3$ на рис. 4, а)). Как видно, с увеличением N наблюдается последовательный рост сопротивления с тенденцией к насыщению. При этом наибольшее влияние термоциклирование оказывает на образец 1, где R увеличивается более чем на 20 % для $N=5$.

Такое поведение можно объяснить перестройкой дефектов внутри образцов, обусловленных особенностями их формирования. Согласно литературе в начале процесса PECVD происходит быстрое зарождение сильно дефектных (практически аморфных) нанографитовых островков [10; 11], которые при увеличении времени осаждения растут и соединяются между собой. На границах образовавшихся зерен формируются разного рода дефекты (аморфный углерод, углеродные луковичи и точечные дефекты, а также кольцеобразные дефекты (типа *pentagon*, *heptagon*)), создающие внутренние напряжения в нанографитовом подслое. На это косвенно может указывать реакция образцов на изменение атмосферы. Так, вынос образца из гелия на воздух и возврат обратно в газообразный гелий (цикл $N=3$ на рис. 4, а) привели к росту сопротивления примерно на 3 %.

Описанное поведение кривых $R(N)$ и их нормированных аналогов можно также связать, например, с образованием незаполненных (оборванных) углеродных связей, по которым может происходить перенос заряда в инертном гелии. При помещении в воздушную среду такие связи пассивируются кислородом и азотом. Указанные напряжения, по-видимому, могут также приводить к разрывам в VGN-структуре.

В пользу роли дефектов в чувствительности электросопротивления к окружающим условиям служит тот факт, что образец 2, полученный при большем времени осаждения (40 мин), оказался значительно менее чувствительным к термоциклированию, чем образец 1. Так, за три цикла охлаждения – нагрев увеличение сопротивления составило лишь 1,6 % (см. рис. 4, б), что, возможно, обусловлено уменьшением напряжений на границах зерен графитового подслоя вследствие исчезновения части дефектов в ходе роста вертикальной составляющей VGN-структуры, которая зарождается в наиболее дефектных зонах нанографитового подслоя [6; 10; 11]. Альтернативным, но, на наш взгляд, менее вероятным объяснением может быть то, что у образца 2 нанографитовый подслон более толстый, что затрудняет формирование разрывов на стадии охлаждения.

Сказанное выше подтверждается экспериментами по измерению температурных зависимостей электросопротивления образцов 1 и 2 для разных значений N . Во-первых, рис. 5, где приведены норми-

рованные на сопротивление при температуре $T = 2$ К кривые $\frac{R(T)}{R_2}$, указывает на полупроводниковый характер поведения обоих образцов при изменении температуры. Во-вторых, как следует из рис. 5, *a*, детали поведения кривых $\frac{R(T)}{R_2}$ существенно зависят от количества термоциклирования. Так, при первом охлаждении образца 1 ход кривой $\frac{R(T)}{R_2}$ имеет явно выраженные скачки, которые, по-видимому, и отражают описанную выше перестройку дефектов и возможные разрывы в этой VGN-структуре. В процессе пятого цикла охлаждения – нагрев (кривая 2) число скачков резко уменьшается и кривая $\frac{R(T)}{R_2}$ становится более гладкой. Исчезновение скачков с ростом N на рис. 5, *a*, коррелирует с выходом на насыщение кривой на рис. 4, *a*.

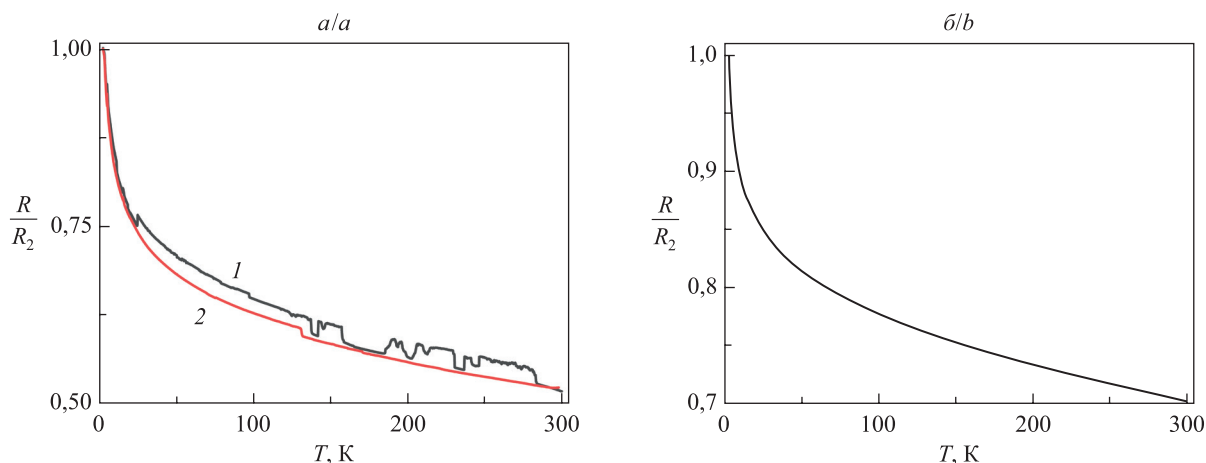


Рис. 5. Температурные зависимости нормированного сопротивления $\frac{R(T)}{R_2}$ (R_2 – сопротивление при температуре $T = 2$ К) для образцов 1 (*a*) и 2 (*б*). Кривая 1 соответствует измерению в процессе первого цикла охлаждения – нагрев ($N = 1$), а кривая 2 – в процессе пятого цикла охлаждения – нагрев ($N = 5$). Кривая на рис. 5, *б*, для образца 2 соответствует $0 \leq N \leq 3$

Fig. 5. Temperature dependences of the normalized resistance $\frac{R(T)}{R_2}$ (R_2 – resistance at temperature $T = 2$ К) for samples 1 (*a*) and 2 (*b*). Curve 1 corresponds to the measurement during the first cooling-heating cycle ($N = 1$), and curve 2 – to the measurement during the fifth cooling-heating cycle ($N = 5$). The curve in fig. 5, *b*, for sample 2 corresponds to $0 \leq N \leq 3$

В случае образца 2 нормированные зависимости $\frac{R(T)}{R_2}$ при разных N неразличимы (меньше погрешности измерений), что указывает на большую устойчивость этого образца, по сравнению с образцом 1, к изменению температуры в процессе термоциклирования.

В целом же подобие кривых $\frac{R(T)}{R_2}$ при разных N может свидетельствовать о сохранении основных механизмов проводимости обоих образцов после термоциклирования. Указанные механизмы электропереноса будут исследованы в последующих публикациях.

Заключение

Таким образом, наблюдается увеличение электрического сопротивления тонких углеродных VGN-структур с ростом числа циклов нагрев – охлаждение. Образец толщиной около 20 нм, выращиваемый в течение 20 мин при химическом осаждении из газовой фазы, усиленном микроволновой плазмой (PECVD), демонстрирует увеличение сопротивления более чем на 20 % после четырех циклов охлаждения – нагрев (300 К – 2 К – 300 К) и одной смены атмосферы (гелий – воздух – гелий). Данный эффект связывается с перестройкой дефектов, образовавшихся на границах углеродных зерен, а в случае смены

атмосферы – с пассивированием оборванных (проводящих) связей атмосферными газами. Увеличение времени осаждения до 40 мин приводит к утолщению углеродного слоя до 35 нм и более слабому изменению сопротивления при термоциклировании. Последнее, вероятно, обусловлено уменьшением напряжений на границах зерен графитового подслоя вследствие исчезновения части дефектов в ходе роста вертикальной составляющей VGN-структуры.

Библиографические ссылки/References

1. Ferrari AC, Bonaccorso F, Fal'ko V, Novoselov KS, Roche S, Bøggild P, et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems. *Nanoscale*. 2015;7(11):4598–4810. DOI: 10.1039/C4NR01600A.
2. Liu Y, Liu Z, Lew WS, Wang QJ. Temperature dependence of the electrical transport properties in few-layer graphene interconnects. *Nanoscale Research Letters*. 2013;8(1):335. DOI: 10.1186/1556-276X-8-335.
3. Neto AHC, Guinea F, Peres NMR, Novoselov KS, Geim AK. The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics*. 2009;81(1):109–162. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.109.
4. Novoselov KS, McCann E, Morozov SV, Fal'ko VI, Katsnelson MI, Zeitler U, et al. Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of 2π in bilayer graphene. *Nature Physics*. 2006;2:177–180. DOI: 10.1038/nphys245.
5. Cao Y, Fatemi V, Fang S, Watanabe K, Taniguchi T, Kaxiras E, et al. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices. *Nature*. 2018;556:43–50. DOI: 10.1038/nature26160.
6. Ghosh S, Ganesan K, Polaki ShR, Ravindran TR, Krishna NG, Kamruddin M, et al. Evolution and defect analysis of vertical graphene nanosheets. *Journal of Raman spectroscopy*. 2014;45(8):642–649. DOI: 10.1002/jrs.4530.
7. Hiramatsu M, Kondo H, Hori M. Graphene nanowalls [Internet]. 2013 March 27 [cited 2020 July 17]. Available from: <https://www.intechopen.com/books/new-progress-on-graphene-research/graphene-nanowalls>. DOI: 10.5772/51528.
8. Behura SK, Mukhopadhyay I, Hirose A, Yang Q, Jani O. Vertically oriented few-layer graphene as an electron field-emitter. *Physica Status Solidi A. Applications and Materials Science*. 2013;210(9):1817–1821. DOI: 10.1002/pssa.201329172.
9. Yue Z, Levchenko I, Kumar Sh, Seo Do, Wang X, Dou Sh, et al. Large networks of vertical multi-layer graphenes with morphology-tunable magnetoresistance. *Nanoscale*. 2013;5(19):9283–9288. DOI: 10.1039/C3NR00550J.
10. Ghosh S, Ganesan K, Polaki SR, Mathews T, Dhara S, Kamruddin M, et al. Influence of substrate on nucleation and growth of vertical graphene nanosheets. *Applied Surface Science*. 2015;349:576–581. DOI: 10.1016/j.apsusc.2015.05.038.
11. Zhao J, Shaygan M, Eckert J, Meyyappan M, Rummeli MH. A growth mechanism for free-standing vertical graphene. *Nano Letters*. 2014;14(6):3064–3071. DOI: 10.1021/nl501039c.
12. Rajackaitė E, Peckus D, Gudaitis R, Andrulevičius M, Tamulevičius T, Volyniuk D, et al. Transient absorption spectroscopy as a promising optical tool for the quality evaluation of graphene layers deposited by microwave plasma. *Surface and Coatings Technology*. 2020;395:1–14. Article ID: 125887. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2020.125887.

Статья поступила в редакцию 03.08.2020.
Received by editorial board 03.08.2020.

УДК 530.1

СТРУКТУРА КОМПАКТНЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В КОНФОРМНО-УНИМОДУЛЯРНОЙ МЕТРИКЕ

С. Л. ЧЕРКАС¹⁾, В. Л. КАЛАШНИКОВ²⁾

¹⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, г. Минск, Беларусь

²⁾Римский университет «Ла Сапиенца», пл. Альдо Моро, 5, 00185, г. Рим, Италия

Рассматривается решение для сферически-симметричного гравитационного поля в конформно-униомодулярной метрике. Основанием для исследования данной калибровки стало ее использование в пятивекторной теории гравитации, позволяющей решить космологическую проблему чрезмерно большой энергии вакуума. Приводятся аргументы в пользу того, что все физические явления должны рассматриваться именно в этом классе метрик, что предполагает нарушение калибровочной инвариантности общей теории относительности. Исследованы как вакуумные решения, так и решения для несжимаемой жидкости постоянной плотности. Для последнего случая оказывается, что такие несингулярные объекты, называемые эйхеонами, могут быть конечным результатом коллапса звезд с массой, превышающей предел Толмана – Оппенгеймера – Волкова. Слово «эйхеон» отсылает к фундаментальной работе Г. Вейля «Gravitation und Elektrizität», опубликованной, в частности, в книге «Das Relativitätsprinzip. Eine Sammlung von Originalarbeiten zur Relativitätstheorie Einsteins» (Берлин, 2018). В указанной работе впервые была изложена концепция калибровочной инвариантности (нем. *Eichtheorie*) применительно к единой теории поля. Этим термином мы подчеркиваем решающую роль униомодулярного калибровочного условия для описания сверхкомпактных несингулярных астрофизических объектов. Кроме того, коннотация *Eichel* (рус. *желудь*) подчеркивает тот факт, что эйхеон может иметь внутреннюю структуру и реальную («твердую») поверхность. Рассмотрены также радиальные геодезические пробных частиц в униомодулярной метрике.

Ключевые слова: сферически-симметричное решение; компактные объекты; конформно-униомодулярная метрика; черные дыры; сверхмассивные черные дыры; координатная сингулярность; нарушение калибровочной инвариантности; вакуумная энергия.

Образец цитирования:

Черкас СЛ, Калашников ВЛ. Структура компактных астрофизических объектов в конформно-униомодулярной метрике. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:97–111.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-97-111>

For citation:

Cherkas SL, Kalashnikov VL. Structure of the compact astrophysical objects in the conformally-unimodular metric. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:97–111. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-97-111>

Авторы:

Сергей Леонидович Черкас – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник лаборатории ядерной оптики и космофизики.

Владимир Леонидович Калашников – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник отдела информационной инженерии, электроники и телекоммуникаций.

Authors:

Sergey L. Cherkas, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the laboratory of nuclear optics and astroparticle physics.

cherkas@inp.bsu.by

Vladimir L. Kalashnikov, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the department of information engineering, electronics and telecommunications.

vladimir.kalashnikov@uniroma1.it

STRUCTURE OF THE COMPACT ASTROPHYSICAL OBJECTS IN THE CONFORMALLY-UNIMODULAR METRIC

S. L. CHERKAS^a, V. L. KALASHNIKOV^b

^a*Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
11 Babrujskaja Street, Minsk 220006, Belarus*

^b*Sapienza Università di Roma, 5 Piazzale Aldo Moro, Roma 00185, Italia*

Corresponding author: S. L. Cherkas (cherkas@inp.bsu.by)

A spherically symmetric solution for a gravitational field is considered in the conformally-unimodular metric. The reason for the study of this particular gauge (i. e., conformally-unimodular metric) is its relation to the vacuum energy problem. That aim connects it to other physical phenomena (including black holes), and one could argue that they should be considered in this particular class of metrics. As the vacuum solutions, so the incompressible liquid ones are investigated. In the last case, the nonsingular «eicheon» appears as a non-point compact static object that possessed different masses and structures. Such objects are a final product of the stellar collapse, with the masses exceeding the Tolman – Oppenheimer – Volkoff limit. The term «eicheon» refers to the fundamental G. Weyl's paper «Gravitation und Elektrizität», published, in particular in the book «Das Relativitätsprinzip. Eine Sammlung von Originalarbeiten zur Relativitätstheorie Einsteins» (Berlin, 2018), where he introduced the concept of gauge invariance (German *Eichtheorie*) firstly in its relation to the unified field theory. Using this term to describe the compact nonsingular astrophysical objects emphasizes the decisive role of the gauge fixing by the unimodular metric. Besides, the connotation with *Eichel* (*acorn*) stresses the twofold internal structure of an object: as a point-like in the unimodular metric and a surface in the Schwarzschild one. The radial geodesic lines are investigated in the conformally-unimodular metric, as well.

Keywords: spherically symmetric solution; compact objects; conformally-unimodular metric; black holes; supermassive black holes; coordinate singularity; violation of gauge invariance; vacuum energy.

История, рассказанная ниже,
правдива. К сожалению, в наши дни
не только ложь, но и простая правда
нуждается в солидных подтверждениях и доводах.

И. Бродский. Посвящается Ялте. 1969

Введение

Одними из самых интересных объектов общей теории относительности (ОТО) являются черные дыры (ЧД) [1; 2], образующиеся в итоге коллапса астрофизических объектов с массой больше предела Толмана – Оппенгеймера – Волкова [3; 4]. Зарегистрированные гравитационные волны, интерпретированные как результат столкновения массивных ЧД [5], так же как и прямые астрофизические наблюдения, свидетельствующие о наличии сверхмассивных и предельно компактных объектов в галактических центрах [6], считаются косвенными доказательствами существования ЧД. Однако они могут рассматриваться именно как косвенные доказательства, так как свидетельствуют только о наличии сверхкомпактных массивных астрофизических объектов, имеющих для внешнего наблюдателя свойства, хорошо описываемые в рамках ОТО.

Тем не менее чрезвычайно странные свойства ЧД заставляли и продолжают заставлять многих исследователей (включая А. Эйнштейна [7]) усомниться в реальности их существования и рассматривать ЧД как патологический артефакт ОТО. Можно отметить несколько таких фактов.

1. Прежде всего это наличие формальной сингулярности в центре ЧД. Во избежание этого предлагались различные подходы, модифицирующие ОТО за счет ее обобщения, в частности с учетом «кручения» (см., например, [8]); представления гравитации как физического тензорного поля, что требует нарушения калибровочной инвариантности и ненулевой массы гравитона [9]; предположения об ограниченности кривизны пространства-времени [10], а также на основе попыток создания квантовых теорий гравитации, например петлевой квантовой гравитации [11]. В то же время сингулярность ЧД является «одетой», т. е. окруженной горизонтом событий, что позволяет оправдать ее существование тем, что она невидима для внешнего наблюдателя [12].

2. Физический статус самого горизонта событий ЧД также может вызвать вопросы, хотя с точки зрения ОТО для свободно падающего наблюдателя это «односторонняя мембрана» («горизонт невозврата»), не имеющая физических особенностей. Тем не менее факт формирования горизонта событий (и, следовательно, ЧД) при коллапсе подвергается ряду сомнений с позиций как классических, так и квантовых подходов. Например, возможность формирования ЧД (и горизонта событий, соответственно) в процессе коллапса тесно связана со стабильностью сверхплотных состояний вещества [2]. Предположение о существовании таких экзотических стабильных фаз (в частности, свободнокварковой фазы [13]) могло бы объяснить феномен сверхкомпактных объектов, внешне проявляющих себя как ЧД. Затем в полевой формулировке теории гравитации с массивным гравитоном само понятие горизонта событий является физически бессмысленным и неограниченный гравитационный коллапс невозможен [14; 15], хотя не отрицается существование сверхкомпактных объектов, имеющих размеры, инфинитезимально большие шварцшильдова радиуса, и схожих во многих аспектах с ЧД [16; 17]. Альтернативные подходы разрабатываются в рамках построения квантовой теории гравитации, поскольку наличие горизонта событий и сингулярности нарушает принципы унитарности (информационный парадокс) и неклонируемости квантовых состояний, так же как создает проблемы интерпретации термодинамики ЧД [18–21].

Если предположить, что гипотеза об отсутствии ЧД связана с модернизацией ОТО и синтезом теории гравитации с квантовой механикой, то возникает вопрос: «В каком направлении должна быть проведена модернизация ОТО?» В связи с этим можно вспомнить известное высказывание Д. И. Блохинцева: «Фактов всегда достаточно, а не хватает только фантазии» [22, с. 688].

Ключевым фактом, указывающим на возможное правильное направление, является проблема вакуумной энергии. В рамках ОТО любая постоянная плотность энергии (в том числе энергии нулевых колебаний полевых осцилляторов) приводит к расширению вселенной. При обрезании импульсов на планковском уровне плотность энергии вакуума будет порядка массы Планка в четвертой степени ($\rho_{vac} \sim M_p^4$) [23]. Настолько быстрое расширение вселенной, соответствующее такой плотности, не наблюдается [24]. В этом смысле проблема вакуумной энергии является скорее не проблемой, а наблюдаемым фактом [25], который необходимо учитывать. Одно из возможных решений – построить теорию гравитации, которая допускала бы произвольный выбор уровня отсчета плотности энергии, – тогда основная часть плотности энергии вакуума не будет влиять на расширение вселенной, поскольку уравнение Фридмана будет определено с точностью до произвольной константы.

Следующим фактом является отсутствие инвариантного вакуумного состояния в ОТО. Это указывает на необходимость нарушения калибровочной инвариантности ОТО¹. В частности, в работе [26] было рассмотрено нарушение калибровочной инвариантности ОТО, возникающее в результате ограничения класса всех возможных метрик, по которым варьируется стандартное действие Эйнштейна – Гильберта, что позволило избежать проблемы экстремально большой вакуумной энергии. Возникает вопрос: «Как в данном классе метрик выглядит решение Шварцшильда?»

Целью настоящей работы является выяснение природы астрофизических ЧД-подобных объектов, возможных в этом ограниченном (так называемом конформно-унимодулярном) классе метрик. Забегая вперед, необходимо предупредить, что свойства таких объектов для удаленного наблюдателя могут быть неотличимы от свойств ЧД. Однако детальная разработка этого вопроса выходит далеко за рамки данной работы.

Нарушение калибровочной инвариантности в рамках пятивекторной теории гравитации

Наблюдаемый факт, что основная часть вакуумной энергии не влияет на расширение вселенной, указывает на необходимость теории гравитации, в которой уровень отсчета плотности энергии можно выбирать произвольно. Такая теория может быть сформулирована, если варьировать стандартное действие Эйнштейна – Гильберта не по всем возможным метрикам $g_{\mu\nu}$ пространства-времени, а по некоторому ограниченному классу конформно-унимодулярных метрик [26]

$$ds^2 \equiv g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = a^2 (1 - \partial_m P^m)^2 d\eta^2 - \gamma_{ij} (dx^i + N^i d\eta) (dx^j + N^j d\eta), \quad (1)$$

где γ_{ij} – метрический тензор трехмерного пространства; $a = \gamma^{1/6}$ – определенный локально масштабный фактор, $\gamma = \det \gamma_{ij}$. Пространственная часть интервала (1) может быть записана как

¹Как известно, большинство симметрий в природе оказываются нарушенными. Исключение, по-видимому, составляет цветовая симметрия квантовой хромодинамики.

$$dl^2 \equiv \gamma_{ij} dx^i dx^j = a^2(\eta, \mathbf{x}) \tilde{\gamma}_{ij} dx^i dx^j,$$

где $\tilde{\gamma}_{ij} = \frac{\gamma_{ij}}{a^2}$ – матрица с определителем, равным единице².

По форме интервал (1) аналогичен ADM [27], но вместо функции хода используется выражение $1 - \partial_m P^m$, где ∂_m – частная производная; P^m – трехмерный вектор (относительно вращений). Варьирование стандартного действия Эйнштейна – Гильберта [28]

$$S_{grav} = -\frac{M_p^2}{12} \int \mathcal{G} \sqrt{-g} d^4x,$$

где $\mathcal{G} = g^{\alpha\beta} (\Gamma_{\alpha\nu}^\rho \Gamma_{\beta\rho}^\nu - \Gamma_{\alpha\beta}^\nu \Gamma_{\nu\rho}^\rho)$ и $M_p = \sqrt{\frac{3}{4\pi G}}$ – масса Планка, по векторам $\mathbf{P}$, $\mathbf{N}$ и трехмерной метрике³ γ_{ij} приводит к уравнениям пятивекторной теории гравитации (ПВТ):

$$\begin{aligned} \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial \gamma_{ij}} \left(\frac{\partial \mathcal{G} \sqrt{-g}}{\partial g^{\mu\nu}} - \partial_\lambda \frac{\partial (\mathcal{G} \sqrt{-g})}{\partial (\partial_\lambda g^{\mu\nu})} - \frac{6}{M_p^2} T_{\mu\nu} \sqrt{-g} \right) &= 0, \\ \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial N^i} \left(\frac{\partial (\mathcal{G} \sqrt{-g})}{\partial g^{\mu\nu}} - \partial_\lambda \frac{\partial (\mathcal{G} \sqrt{-g})}{\partial (\partial_\lambda g^{\mu\nu})} - \frac{6}{M_p^2} T_{\mu\nu} \sqrt{-g} \right) &= 0, \\ \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial (\partial_j P^i)} \frac{\partial}{\partial x^j} \left(\frac{\partial (\mathcal{G} \sqrt{-g})}{\partial g^{\mu\nu}} - \partial_\lambda \frac{\partial (\mathcal{G} \sqrt{-g})}{\partial (\partial_\lambda g^{\mu\nu})} - \frac{6}{M_p^2} T_{\mu\nu} \sqrt{-g} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где принято во внимание, что тензор энергии-импульса материи $T_{\mu\nu} = \frac{\delta S_m}{\delta g^{\mu\nu}}$. Последнее уравнение (2)

более слабое, чем соответствующее уравнение гамильтоновой связи ОТО. С другой стороны, в ПВТ возникают ограничения $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{P}) = 0$, $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{N}) = 0$ на множители Лагранжа. Если выбрать калибровку в виде $\nabla \cdot \mathbf{N} = 0$, то гамильтонова связь удовлетворяется с точностью до константы [26].

Сферически-симметричное гравитационное поле

Сферически-симметричные метрики, принадлежащие классу (1), в котором возможно сформулировать теорию гравитации, допускающую произвольный выбор уровня отсчета энергии, имеют следующий вид:

$$ds^2 = a^2 \left(d\eta^2 - \tilde{\gamma}_{ij} dx^i dx^j \right) = e^{2\alpha} \left(d\eta^2 - e^{-2\lambda} (d\mathbf{x})^2 - (e^{4\lambda} - e^{-2\lambda}) \frac{(\mathbf{x} d\mathbf{x})^2}{r^2} \right), \quad (3)$$

где $a = e^{\chi\alpha}$, λ являются функциями от η , r ; $r = |\mathbf{x}|$. Матрица $\tilde{\gamma}_{ij}$ с единичным детерминантом записана через функцию $\lambda(\eta, r)$. Для сферически-симметричного случая уравнения (2) принимают вид

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = e^{2\alpha} \left(-\frac{1}{2} \alpha'^2 + \frac{1}{2} \lambda'^2 - \frac{e^{2\lambda}}{6r^2} + \frac{e^{2\alpha}}{M_p^2} \rho + e^{-4\lambda} \left(\frac{1}{6r^2} - \frac{4}{3} \partial_r \alpha \partial_r \lambda + \frac{1}{6} \partial_r \alpha^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2\partial_r \alpha}{3r} + \frac{1}{3} \partial_{r,r} \alpha + \frac{7}{6} \partial_r \lambda^2 - \frac{5\partial_r \lambda}{3r} - \frac{1}{3} \partial_{r,r} \lambda \right) \right) = \text{const}, \end{aligned} \quad (4)$$

²Далее в тексте метрика пространства-времени, которая представляется в виде произведения общего множителя на четырехмерную матрицу с детерминантом, равным -1 , включающую трехмерный пространственный блок с единичным детерминантом, называется конформно-унимодулярной.

³Трехмерный метрический тензор может быть записан в виде тройки реперных векторов, составляющих так называемую триаду.

$$\mathcal{P} = e^{2\alpha} \left(-\partial_r \alpha (\alpha' + 2\lambda') - \partial_r \lambda' + \partial_r \alpha' - \left(\frac{3}{r} - 3\partial_r \lambda \right) \lambda' \right) = 0, \quad (5)$$

$$\alpha'' + \alpha'^2 + \lambda'^2 = e^{-4\lambda} \left(-4\partial_r \alpha \partial_r \lambda + \partial_r \alpha^2 + \frac{2\partial_r \alpha}{r} + \partial_{r,r} \alpha + \frac{7}{3} \partial_r \lambda^2 - \right. \\ \left. - \frac{10\partial_r \lambda}{3r} - \frac{2}{3} \partial_{r,r} \lambda + \frac{1}{3r^2} (1 - e^{6\lambda}) \right) + \frac{e^{2\alpha}}{M_p^2} (3p - \rho), \quad (6)$$

$$\lambda'' + 2\alpha'\lambda' = \frac{2}{3} e^{-4\lambda} \left(-\partial_r \alpha \partial_r \lambda - \partial_r \alpha^2 + \partial_{r,r} \alpha + \partial_r \lambda^2 - \frac{1}{2} \partial_{r,r} \lambda - \right. \\ \left. - \frac{1}{r} \partial_r \alpha - \frac{1}{r} \partial_r \lambda + \frac{1}{2r^2} (e^{6\lambda} - 1) \right), \quad (7)$$

где дифференцирование по η обозначается штрихом. Уравнение (4) является гамильтоновой связью, которая выполняется с точностью до константы. В остальном, в рамках ОТО, получились бы такие же уравнения. Уравнение (5) возникает из требования равенства нулю импульсных связей. Выражения (6), (7) представляют собой уравнения движения.

Дифференцируя связи по времени η , получим уравнения

$$\mathcal{H}' = \frac{1}{3r^2} \partial_r (e^{-4\lambda} r^2 \mathcal{P}), \quad (8)$$

$$\mathcal{P}' = \partial_r \mathcal{H}, \quad (9)$$

которые удовлетворяются при выполнении уравнений движения (6), (7), а также следующих уравнений для плотности энергии и давления материи:

$$\rho' + 3(p + \rho)\alpha' = 0, \quad \partial_r p + (p + \rho)\partial_r \alpha = 0. \quad (10)$$

В ОТО уравнения (10) возникают из тождеств Бианки, приводящих к условию $D^\mu T_{\mu\nu} = 0$. В данном случае уравнения (10) возникают из требования сохранения связей во времени (8), (9). Как можно заметить, уравнения (8), (9) удовлетворяются не только, если $\mathcal{H} = 0$, $\mathcal{P} = 0$, как в ОТО, но и при более слабом условии $\mathcal{H} = \text{const}$, $\mathcal{P} = 0$, что было отражено в формуле (4). Константа в уравнении (4) необходима, чтобы компенсировать основную часть вакуумной энергии, после чего уравнения приобретают такой же вид, как в ОТО. Таким образом, после компенсации вакуумной энергии константой мы оказываемся в рамках ОТО, но в определенной (конформно-унимодулярной) калибровке (3).

Найдем решение Шварцшильда в данной калибровке, полагая временные производные, а также давление и плотность равными нулю в уравнениях (4)–(7). Выражая производные $\partial_r \lambda$, $\partial_{r,r} \alpha$ из уравнений (6), (7) и подставляя их в уравнение (4) при $\text{const} = 0$, находим

$$-3r^2 \left(\frac{d\alpha}{dr} \right)^2 + 4r \frac{d\alpha}{dr} \left(r \frac{d\lambda}{dr} - 1 \right) - \left(r \frac{d\lambda}{dr} - 1 \right)^2 + e^{6\lambda} = 0. \quad (11)$$

Чтобы найти решение уравнений (6), (7), (11), сделаем следующую подстановку:

$$\lambda = \alpha + \ln \left(\frac{(1 - e^{2\alpha})r}{r_g} \right), \quad (12)$$

где введен радиус Шварцшильда, чтобы сделать выражение под логарифмом безразмерным.

В результате уравнение (11) принимает вид

$$r^4 e^{4\alpha} (e^{2\alpha} - 1)^8 - 4 \left(\frac{d\alpha}{dr} \right)^2 r_g^6 = 0 \quad (13)$$

и имеет следующее решение:

$$\alpha(r) = \ln \left(f^{(-1)} \left(\frac{r^3 - r_0^3}{6r_g^3} \right) \right), \quad (14)$$

где $f^{(-1)}$ – функция, обратная

$$f(a) = 2 \ln \left(\frac{a^2}{1-a^2} \right) + \frac{30a^4 - 12a^6 - 22a^2 + 3}{6a^2(a^2-1)^3}, \quad (15)$$

и r_0 – константа интегрирования. Функция $f(a)$, график которой приведен на рис. 1, является взаимно однозначной функцией, отображающей отрезок $(0, 1)$ в $\mathbb{R}$. Используя (14), (15) и формулу для дифференцирования обратной функции, можно вычислить

$$\frac{d\alpha}{dr} = \frac{r^2}{2r_g^3 f^{(-1)}(y) f'(f^{(-1)}(y))} = \frac{r^2 f^{(-1)}(y)^2 (f^{(-1)}(y)^2 - 1)^4}{2r_g^3} = \frac{8e^{6\alpha} r^2 \text{sh}^4 \alpha}{r_g^3},$$

где $y = \frac{r^3 - r_0^3}{6r_g^3}$. Вычисляя таким же образом

$$\frac{d\lambda}{dr} = \frac{8e^{6\alpha} r^2 \text{sh}^4 \alpha (\text{ch} \alpha + 2)}{r_g^3} + \frac{1}{r},$$

$$\frac{d^2 \alpha}{dr^2} = \frac{16}{r_g^6} e^{6\alpha} r \text{sh}^4 \alpha (8e^{6\alpha} r^3 \text{sh}^3 \alpha (3 \text{sh} \alpha + 2 \text{ch} \alpha) + r_g^3),$$

$$\frac{d^2 \lambda}{dr^2} = \frac{64e^{12\alpha} r^4 \text{sh}^6 \alpha (7 \text{sh}(2\alpha) + 8 \text{ch}(2\alpha) - 5)}{r_g^6} - \frac{1}{r^2} + \frac{16e^{6\alpha} r \text{sh}^4 \alpha (\text{cth} \alpha + 2)}{r_g^3},$$

подстановкой находим, что уравнения (4)–(7) удовлетворяются при $p = \rho = 0$, $\text{const} = 0$. Таким образом, уравнения (12), (14), (15) являются точным статическим сферически-симметричным решением уравнений Эйнштейна в пустоте (с физической точки зрения полагается, что константа в уравнении (3) компенсировала вакуумную энергию квантовых полей). Как видно из рис. 2, α , функция α несингулярна при $r = 0$, в то время как функция λ , описывающая отклонение конформной геометрии от шварцшильдовской, является сингулярной.

Сравним решение (12), (14) с каноническим решением Шварцшильда, которое имеет вид [28]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{R} \right) dt^2 - \left(1 - \frac{r_g}{R} \right)^{-1} dR^2 - R^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (16)$$

Для этого перепишем сначала интервал (3) в сферических координатах:

$$ds^2 = e^{2\alpha} (d\eta^2 - dr^2 e^{4\lambda} - e^{-2\lambda} r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)). \quad (17)$$

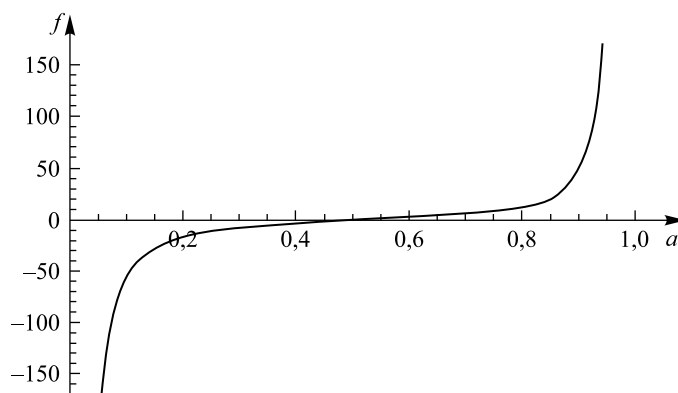


Рис. 1. График функции $f(a)$, определяемой уравнением (15)

Fig. 1. Plot of the function defined by equation (15)

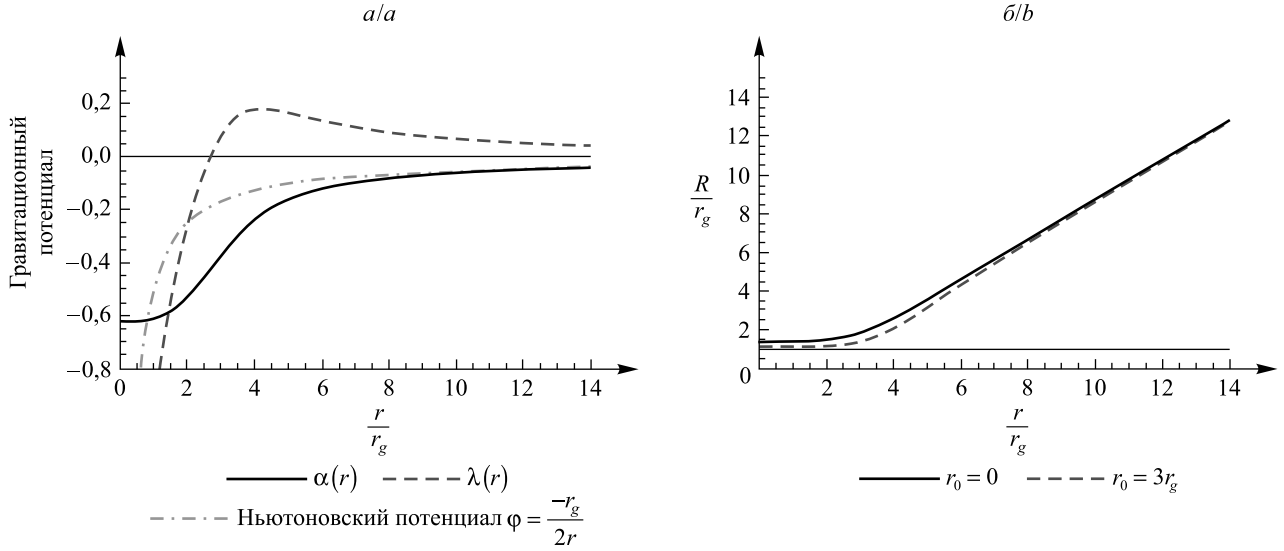


Рис. 2. Гравитационные потенциалы, описывающие метрику (3) (а).
График координатного преобразования $R(r)$, приводящего интервал (3), (17)
к канонической шварцшильдовской форме (16) для разных значений
константы интегрирования r_0 в выражении (14) (б).
Уровень $R = r_g$ отмечен горизонтальной линией
Fig. 2. Gravitational potentials describing the metric (3) (a).
Plot of the coordinate transformation $R(r)$, mapping the metric (3), (17)
to the canonical Schwarzschild form (16) for the different integration
values r_0 in the expression (14) (b). The level of $R = r_g$ is marked by the horizontal line

Поскольку (16), (17) являются решениями уравнений Эйнштейна, то они должны быть связаны преобразованием координат $t = \eta$, $R = R(r)$, что дает еще один способ вывести уравнения (12), (13). Действительно, приравнявая в интервалах (16), (17) коэффициенты при $dt^2 = d\eta^2$, $d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2$, а также радиальные слагаемые, получим уравнения

$$1 - \frac{r_g}{R} = e^{2\alpha}, \quad (18)$$

$$R^2 = r^2 e^{-2\lambda + 2\alpha}, \quad (19)$$

$$\left(1 - \frac{r_g}{R}\right)^{-1} \left(\frac{dR}{dr}\right)^2 = e^{4\lambda + 2\alpha}. \quad (20)$$

Уравнения (19), (20) приводят к выражениям (18) и $R(r) = r_g (1 - e^{2\alpha})^{-1}$, подстановка которых в (20) дает (13). Как видно из рис. 2, б, решение (12), (14) описывает только часть внешней (r_g^+) области решения Шварцшильда, поскольку $\lim_{r \rightarrow 0} R(r) \gtrsim r_g$. Данный факт можно проиллюстрировать следующим образом: пусть имеется пространство со «шварцшильдовскими ЧД», тогда преобразованием координат, которое в окрестности каждой дыры имеет вид $r(R)^+$, можно «стянуть» дыры в узлы $r = 0$ и считать, что в узлах находятся точечные массы (рис. 3). Получившееся пространство-время представляет собой единую причинно-связную область.

В принципе, используя дельта-функцию Дирака и записав плотность энергии в уравнении (4) в виде $\rho(\mathbf{r}) = e^{-3\alpha} \delta^{(3)}(\mathbf{r})$ [26], можно было бы рассматривать решение (12), (14), (15) как соответствующее δ -источнику, однако такое рассмотрение является формальным, поскольку уравнения гравитации нелинейны, а произведение обобщенных функций не определено [29], что приводит к необходимости доопределять дельта-функцию Дирака так, чтобы обойти данную трудность [30]. Требуется рассмотрение конкретной «модели» дельта-функции, например в виде объекта с однородной плотностью, которая стремится к бесконечности при стремлении к нулю области, занимаемой материей.

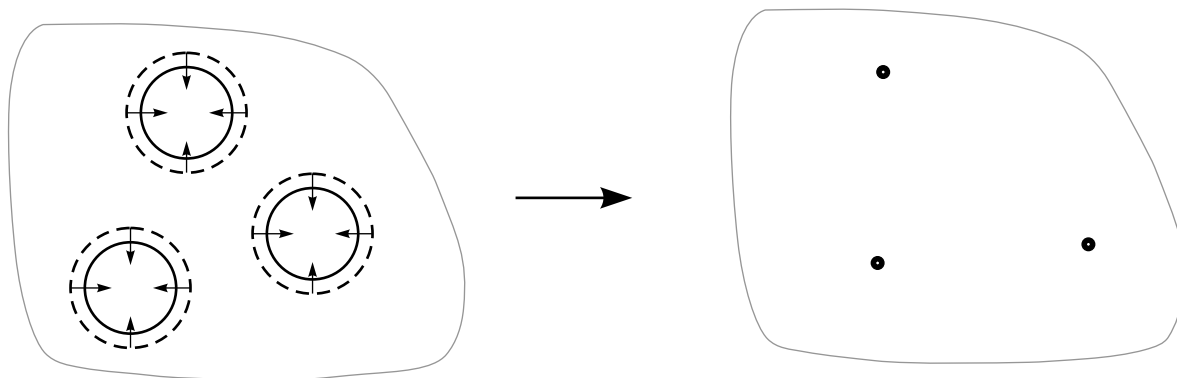


Рис. 3. «Стягивание» дыр радиуса Шварцшильда в узлы с находящимися в них точечными массами

Fig. 3. «Shrinking» of the BHs of Schwarzschild horizon radius into the nodes with point masses

Неточечные объекты постоянной плотности

Однородный компактный объект в метрике типа Шварцшильда. Хотя несжимаемой жидкости, по-видимому, не существует в природе, приближение постоянной плотности [31] позволяет в общих чертах описать структуру компактных физических объектов.

Известное уравнение Толмана – Оппенгеймера – Волкова (ТОВ) [4], определяющее максимальный предел массы устойчивости нейтронной звезды, в стандартной метрике шварцшильдовского типа

$$ds^2 = B(R)dt^2 - A(R)dR^2 - R^2d\Omega \quad (21)$$

выглядит следующим образом:

$$p'(R) = -\frac{3}{4\pi M_p^2 R^2} \mathcal{M}(R) \rho(R) \left(\frac{1 + 4\pi R^3 p(R)}{\mathcal{M}(R)} \right) \left(1 + \frac{p(R)}{\rho(R)} \right) \left(1 - \frac{3\mathcal{M}(R)}{2\pi M_p^2 R} \right)^{-1}, \quad (22)$$

где функция $\mathcal{M}(R) = 4\pi \int_0^R \rho(R') R'^2 dR'$.

Для несжимаемого вещества постоянной плотности $\mathcal{M}(R) = \frac{4\pi}{3} \rho R^3$ решение уравнения (22) принимает вид

$$p(R) = \rho \frac{\sqrt{M_p^2 - 2\rho R^2} - \sqrt{M_p^2 - 2\rho R_f^2}}{3\sqrt{M_p^2 - 2\rho R_f^2} - \sqrt{M_p^2 - 2\rho R^2}}, \quad (23)$$

где R_f – радиус объекта. Как видно из формулы (23), давление обращается в бесконечность при

$R = \sqrt{\frac{4M_p^2}{\rho} - 9R_f^2}$, что указывает на существование некоторого предельного размера объекта. Условие конечности давления дает $\frac{4M_p^2}{\rho} < 9R_f^2$, т. е. размер объекта должен быть $R_f > \frac{9}{8}r_g$, где $r_g = \frac{3m}{2\pi M_p^2}$, $m = \mathcal{M}(R_f) = \frac{4\pi\rho R_f^3}{3}$.

Двухкомпонентный неоднородный компактный объект в метрике типа Шварцшильда. Рассмотрим теперь более сложный модельный астрофизический объект, состоящий из двух несмешивающихся несжимаемых жидкостей с плотностями ρ_1 и ρ_2 . Физическим прототипом для такого объекта может служить простейшая модель нейтронной звезды с неоднородной внутренней структурой [32].

Функция $\mathcal{M}(R)$ записывается как

$$\mathcal{M}(R) = \frac{4\pi}{3} \begin{cases} \rho_1 R^3, & R < R_i, \\ \rho_2 (R^3 - R_i^3) + \rho_1 R_i^3, & R_i < R < R_f, \\ \rho_2 (R_f^3 - R_i^3) + \rho_1 R_i^3, & R > R_f. \end{cases} \quad (24)$$

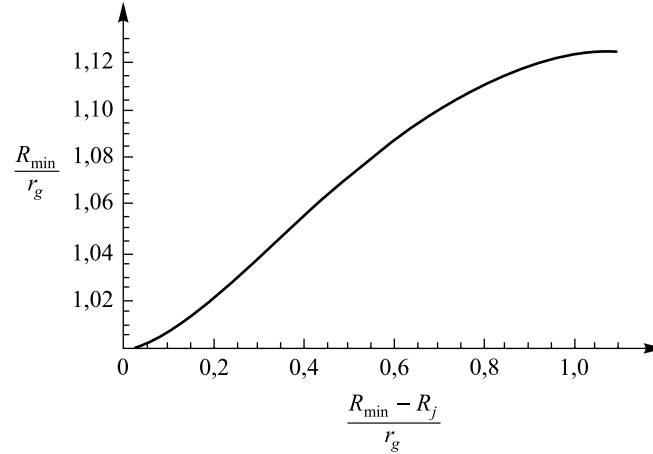


Рис. 4. Минимально возможный внешний радиус $R_f = R_{\min}$ полого компактного объекта в метрике типа Шварцшильда (21) в зависимости от толщины оболочки

Fig. 4. Minimally possible outer radius $R_f = R_{\min}$ in dependence on the thickness of a shell in the Schwarzschild metric (21)

В предельном случае, когда плотность ρ_1 близка к нулю, а $\rho_2 = \rho$, функция (24) принимает вид

$$\mathcal{M}(R) = \frac{4\pi\rho}{3} \begin{cases} 0, & R < R_i, \\ R^3 - R_i^3, & R_i < R < R_f, \\ R_f^3 - R_i^3, & R > R_f. \end{cases}$$

Аналитическое решение для давления является громоздким, однако расчет показывает, что для такого объекта получаются более мягкие условия для конечности давления, в частности, как видно на рис. 4, для достаточно тонкой оболочки существует минимально возможное $R_f \approx r_g$.

Компактный объект в конформно-унимодулярной метрике

Объект звездного класса. Современные наблюдения сверхкомпактных объектов, относящихся к классу ЧД и, по-видимому, образовавшихся в результате коллапса массивных звезд, дают максимальную оценку их масс порядка $m \approx 15\text{--}36m_\odot$ [33; 34]. Рассмотрим подобные объекты постоянной плотности в метрике (21), которая связана координатным преобразованием $R(r) = \exp(\alpha(r) - \lambda(r))$ с метрикой (12). Зададим конечное значение r_f , за которым начинается пустое пространство без материи. Оно соответствует значению $R_f = R(r_f)$ в метрике (17). Ввиду отсутствия горизонта в данном классе метрик r_f может быть меньше r_g (см. рис. 2, б). Функции в области, занятой материей, определяются уравнениями (4)–(7), а начальные условия при $r = r_f$ – сшиванием с решением Шварцшильда (12), (14).

Численно проинтегрировав уравнения (4)–(7), включая область, занятую материей, можно определить гравитационные потенциалы и давление. Масса объекта записывается как

$$m = \frac{4\pi}{3} \rho (R_f^3 - R_i^3) = 4\pi\rho \int_0^{r_f} e^{3\alpha - 3\lambda} \left(r \frac{d\alpha}{dr} - r \frac{d\lambda}{dr} + 1 \right) r^2 dr \quad (25)$$

и определяет радиус Шварцшильда $r_g = \frac{3}{2\pi} \frac{m}{M_p^2}$, который фигурирует в формулах (12), (14).

Рассмотрим сначала в метрике (3), (17) компактные объекты, в которых источник занимает область меньше или порядка радиуса Шварцшильда (рис. 5, а, б). Как это и можно было предполагать, потенциал α , являвшийся конечным в случае точечного источника, остается конечным. Потенциал λ , который обращался в бесконечность в точке нахождения точечного источника, становится конечным при равномерном распределении массы внутри шарообразного источника.

Внутренняя структура объекта в метрике (21) определяется параметрами R_f и R_i , которым в метрике (17) соответствуют шар с радиусом r_f и параметр r_0 во внешнем решении Шварцшильда. Таким образом, становится понятным смысл дополнительного параметра r_0 в решении Шварцшильда (14): он определяет

внутреннюю структуру объекта. В данном случае частичная информация о структуре псевдоЧД содержится во внешнем решении Шварцшильда в виде параметра r_0 , что неудивительно, поскольку рассматриваемый объект, по сути, не является ЧД.

Разумеется, давление $P(R)$, $R \in \{R_i, R_f\}$, полученное из решения уравнения ТОВ, совпадает, как показано на рис. 6, с давлением, найденным из решения уравнений (6), (7), (10) и заданным параметрическим образом $p(r)$, $R(r)$, $r \in \{0, r_f\}$.

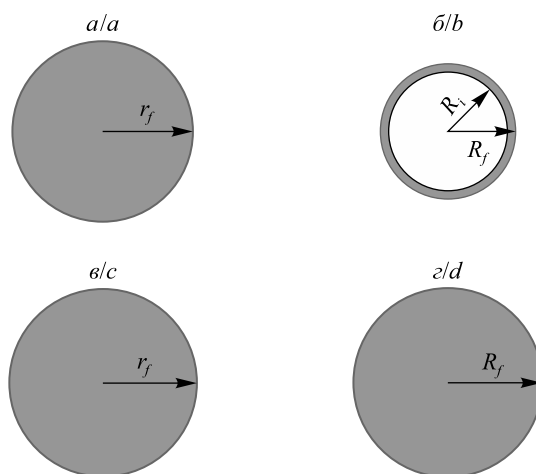


Рис. 5. Компактный объект постоянной плотности $\rho_0 = 0,43 M_p^2 r_g^{-2}$, представляющий собой сплошной шар радиусом $r_f = 2r_g$ в метрике ПБТ (17) (а), в метрике типа Шварцшильда (21) выглядит как слой несжимаемой жидкости радиусом $R_f = R(r_f) = 1,52r_g$ вокруг непроницаемой оболочки $R_i = R(0) = 1,34r_g$ (б). Модельный астрофизический объект малой плотности $\rho_0 = 5,0117 \cdot 10^{-10} M_p^2 r_g^{-2}$ представляет собой сплошной шар радиусом $R_f \approx r_f = 1000r_g$ в обеих метриках (17) и (21) (в, г). Параметр r_0 во внешнем решении Шварцшильда (14) взят равным $r_0 = -96,75$

Fig. 5. A compact object with constant density $\rho_0 = 0.43 M_p^2 r_g^{-2}$ of uncompressible fluid with the radius $r_f = 2r_g$ in the conformally-unimodular metric (17) (a), looks as a shell with the boundaries $R_i = R(0) = 1.34r_g$, $R_f = R(r_f) = 1.52r_g$ in the Schwarzschild type metric (21) (b). Model low density object $\rho_0 = 5.0117 \cdot 10^{-10} M_p^2 r_g^{-2}$ looks as a solid ball $R_f \approx r_f = 1000r_g$ in the both metrics (17) and (21) (c, d), if parameter r_0 in (14) is taken to be equal to $r_0 = -96.75$

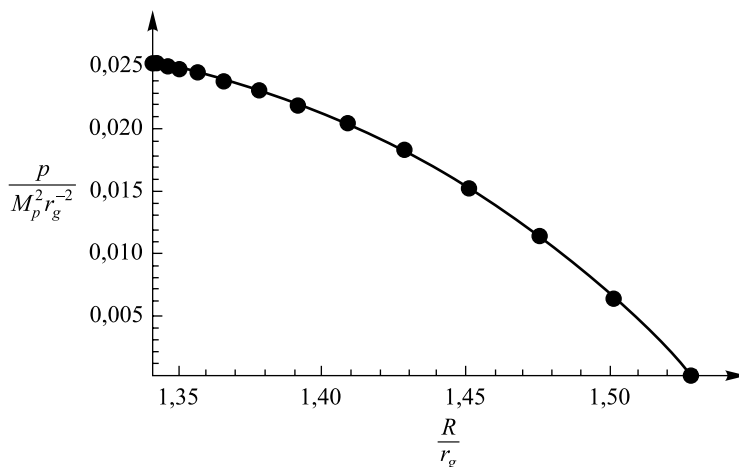


Рис. 6. Давление, полученное решением уравнения ТОВ (точки) и решением уравнений (4)–(7) (сплошная кривая). Численные значения параметров указаны в подписи к рис. 5, а, б

Fig. 6. The pressure obtained by solving the TOV equation (points) and the equations (4)–(7) (solid curve). The values of parameters is shown in fig. 5, a, b

Сверхмассивный объект. Как известно, современные наблюдательные данные подтверждают существование сверхмассивных компактных объектов в ядрах галактик, масса которых оценивается как $m \approx 6,5 \cdot 10^9 m_\odot$ [6]. Если предполагать, что существует некоторая максимальная плотность $\rho_{\max} \approx M_p^4$, то численное значение в единицах $M_p^2 r_g^{-2}$ будет $\rho_0 = \rho_{\max} = 3,4 \cdot 10^{95} M_p^2 r_g^{-2}$. В этом случае в конформно-униמודулярной метрике размер объекта оказывается весьма мал, и, как показывают расчеты, потенциалы λ и α внутри приближенно можно аппроксимировать выражениями (12), (14) для пустого пространства (т. е. граничные условия влияют сильнее, чем «структура» объекта). Более того, при малых $\frac{r}{r_g}$

$$\alpha(r) \approx \ln \left(a_0(r_0) + \frac{r^3 - r_0^3}{6r_g^3 k(r_0)} \right), \quad (26)$$

поскольку a стремится к константе при $r \rightarrow 0$. Параметры $a_0(r_0)$ и $k(r_0)$ являются функциями от r_0 . Выражение (26) получается из разложения функции $f(a)$ в ряд Тейлора в точке a_0 с удержанием двух первых слагаемых, после чего нахождение обратной функции становится элементарным. Значение a_0 является корнем уравнения $f(a) + \frac{r_0^3}{6r_g^3} = 0$, а k определяется производной $k = f'(a_0)$. Далее для примера будем рассматривать $r_0 = 0$, когда $a_0 \approx 0,54$ и $k = f'(a_0) = 25,2$.

Вычисление массы с помощью (25) дает

$$m \approx \frac{4\pi}{3} \rho_0 \frac{a_0}{k(1 - a_0^2)^4} r_f^3,$$

что позволяет определить размер объекта в конформно-униמודулярной метрике $r_f \approx 2,6 \cdot 10^{-32} r_g = 1,5 \cdot 10^{16} M_p^{-1}$. Радиус поверхности в метрике Шварцшильда можно оценить из (18), (26):

$$R(r) \approx \frac{r_g}{1 - \left(a_0 + \frac{r^3}{6r_g^3 k} \right)^2},$$

что приводит к $R_i = R(0) \approx 1,4 r_g$ (как уже говорилось, можно было бы получить более близкий к радиусу Шварцшильда радиус, если взять другое значение параметра r_0). Толщина поверхности

$$\Delta R = R_f - R_i \approx \left| \frac{dR(r)}{dr} \right|_{r \rightarrow r_f} \approx 7,5 \cdot 10^{-97} r_g \approx 4,3 \cdot 10^{-49} M_p^{-1}. \text{ Столь малая толщина поверхности } \Delta R \text{ свя-}$$

зана с тем, что площадь ее велика. Из второго уравнения в (10) и (26) можно оценить максимальное давление, задавая граничное условие $p(r_f) = 0$:

$$p(r) \approx \rho_0 \frac{r_f^3 - r^3}{r^3 + 6a_0 k r_g^3}.$$

Максимальное давление $p \approx 0,07 M_p^2 r_g^{-2}$, т. е. намного меньше, чем плотность ρ_0 , что объясняется малым градиентом потенциала $\alpha(r)$ (26) внутри эйхеона или с точки зрения уравнения ТОВ крайне малой толщиной поверхности ΔR .

Объекты малой плотности. Рассмотрим объекты малой плотности (см. рис. 5, в, з), представляющие собой сплошной шар в метрике типа Шварцшильда (21) (напомним, что, например, радиус Солнца $R_f \approx 236\,000 r_g$). Хотя они не имеют какого-либо отношения к компактным объектам, но могут быть рассмотрены для полноты картины. Оказывается, что и в этом случае значение параметра r_0 во внешней метрике (14) фиксируется требованием $r = 0$ при $R = 0$. Как видно из рис. 7, для неплотного объекта радиусом $r_f = 1000 r_g$ условие $R = 0$ при $r = 0$ выполняется, только если $r_0 = -96,75$. При этом значения $R(r)$ практически совпадают с r . Таким образом, можно заключить, что объекты малой плотности также могут быть непротиворечиво описаны в конформно-униמודулярной метрике и тем самым в рамках ПВТ.

В данном контексте интересно представить себе объект малой плотности с пустой сердцевинкой, окруженной твердой оболочкой. Например, это может быть тонкая полая сфера, окруженная слоем несжимаемой жидкости. Такой объект также можно описать в метрике ПВТ, при этом координата r будет пробегать значения от нуля до r_f , но параметр r_0 должен иметь достаточно малое отрицательное значение, так чтобы в шварцшильдовских координатах возникла полость.

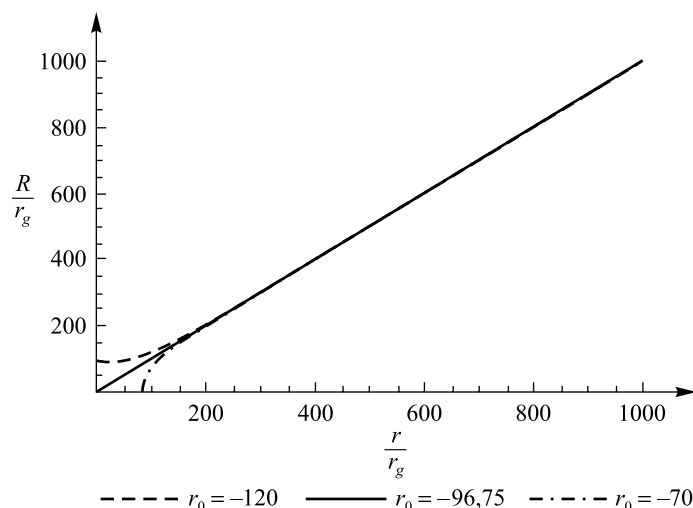


Рис. 7. Зависимость $R(r)$ для разных значений параметра r_0 во внешней метрике.

Плотность $\rho_0 \approx 5 \cdot 10^{-10} M_p^2 r_g^{-2}$, радиус $R_f \approx r_f = 1000 r_g$

Fig. 7. Dependence of $R(r)$ for a ball of $R_f \approx r_f = 1000 r_g$ filled with the «friable» matter, at different values of the parameter r_0 in the external metric.

Density of matter is $\rho_0 \approx 5 \cdot 10^{-10} M_p^2 r_g^{-2}$

Разница с компактными плотными объектами состоит в том, что в метрике типа Шварцшильда для описанного выше неплотного объекта можно устранить твердую сферу (и тем самым полость), взяв несколько большее значение r_0 в метрике (17), в то время как для плотного объекта полость в метрике Шварцшильда не может быть устранена никаким значением r_0 .

Объекты с уравнением состояния типа пыли

Рассмотрим радиальное движение пробной частицы в метрике (17), записав уравнение геодезических

$$\ddot{\eta} + 2\dot{\eta}\partial_r \alpha = 0, \quad (27)$$

$$\ddot{r} + e^{-4\lambda} \dot{\eta}^2 \partial_r \alpha + \dot{r}^2 (\partial_r \alpha + 2\partial_r \lambda) = 0.$$

В окрестности точки $r = 0$, где

$$\alpha \approx \text{const}, \quad \lambda = \alpha + \ln \left(\left(1 - e^{2\alpha} \right) \frac{r}{r_g} \right) \approx \text{const} + \ln r,$$

радиальные геодезические удовлетворяют уравнениям

$$\ddot{\eta} = 0, \quad \ddot{r} + \frac{2\dot{r}^2}{r} = 0. \quad (28)$$

Точкой в (27), (28) обозначена производная по собственному времени s . Решение уравнений (28) имеет вид

$$r(\eta) = r_{in}^{2/3} (r_{in} - 3v(\eta - \eta_{in}))^{1/3}$$

и показывает, что пробная частица, первоначально находящаяся в точке r_{in} в момент $\eta = \eta_{in}$ и имеющая скорость v , направленную к центру, достигает точки $r = 0$ за конечное время.

Качественно образование объектов с уравнением состояния типа пыли, т. е. обладающих очень малым давлением, можно представить как радиальное падение частиц пыли в поле эйхеона, в результате которого они накапливаются в области $r \sim r_g$. В этом смысле в конформно-унимодулярной метрике эйхеон подобен ловушке. Данная картина очень похожа на рассмотренную в работах [10; 34].

С другой стороны, в метрике типа Шварцшильда данная область находится вне радиуса Шварцшильда r_g и представляет собой очень тонкий слой вокруг непроницаемой оболочки, толщина которого определяется давлением (если предполагать, что некоторое малое давление все-таки присутствует). Эта картина напоминает твердую поверхность, возникающую из-за ненулевой массы гравитона и обсуждавшуюся в работах [9; 17; 35].

Заключение

Выбор конформно-унимодулярной метрики был основан прежде всего на необходимости избежать проблемы вакуумной энергии. Если исходить из требования, чтобы основная часть вакуумной энергии $\rho_{vac} \sim M_p^4$ нулевых колебаний не влияла на кривизну пространства-времени, то в результате нарушения калибровочной инвариантности оказывается необходимым ограничить класс метрик в ОТО. Это приводит к отсутствию ЧД и появлению вместо них так называемых эйхенов – компактных объектов, возникающих из-за нарушения калибровочной инвариантности и по своим свойствам подобных ЧД как звездного, так и сверхмассивного класса. Все реальные астрофизические объекты в данном классе метрик выглядят как сплошные тела разного размера без какой-либо ловушечной сингулярной поверхности (горизонта). Если такие компактные объекты $r_f \leq r_g$ рассматривать в метрике типа Шварцшильда, то реальная материя распределена в них поверх непроницаемой сферической оболочки радиусом больше радиуса Шварцшильда ($R_i > r_g$).

Библиографические ссылки

- Новиков ИД, Фролов ВП. Черные дыры во Вселенной. *Успехи физических наук*. 2001;171(3):307–324. DOI: 10.3367/UFNr.0171.200103e.0307.
- Чандрасекар С. *Математическая теория черных дыр. Часть 1*. Москва: Мир; 1986. 632 с.
- Tolman RC. Static solutions of einstein's field equations for spheres of fluid. *Physical Review*. 1939;55:1939. p. 364–373. DOI: 10.1103/PhysRev.55.364.
- Oppenheimer JR, Volkoff GM. On massive neutron cores. *Physical Review*. 1939;55(4):374–381. DOI: 10.1103/PhysRev.55.374.
- Abbott BP, Abbott R, Abbott TD, Abernathy MR, Acernese F, Ackley K, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical Review Letters*. 2016;116(6):061102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
- Akiyama K, Alberdi A, Alef W, Asada K, Azulay R, Baczko A-K, et al. First M87 event horizon telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole. *The Astrophysical Journal Letters*. 2019;875(1):1–17. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0ec7.
- Einstein A. On a stationary system with spherical symmetry consisting of many gravitating masses. *Annals of Mathematics. Second Series*. 1939;40(4):922–936. DOI: 10.2307/1968902.
- Popławski NJ. Nonsingular Dirac particles in spacetime with torsion. *Physics Letters B*. 2010;690(1):73–77. DOI: 10.1016/j.physletb.2010.04.073.
- Логунов АА. *Релятивистская теория гравитации*. Москва: Наука; 2006. 253 с.
- Chamseddine AH, Mukhanov V. Nonsingular black hole. *The European Physical Journal C*. 2017;77(3):183. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4759-z.
- Perez A. Black holes in loop quantum gravity. *Reports on Progress in Physics*. 2017;80(12):126901. DOI: 10.1088/1361-6633/aa7e14.
- Penrose R. The question of cosmic censorship. *Journal of Astrophysics and Astronomy*. 1999;20:233–248. DOI: 10.1007/BF02702355.
- Kovács Z, Cheng KS, Harko T. Can stellar mass black holes be quark stars? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2009;400(3):1632–1642. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15571.x.
- Киселев ВВ, Логунов АА, Мествиришвили МА. О физической противоречивости решений Шварцшильда и Керра. *ТМФ*. 2010;164(1):172–176. DOI: 10.4213/tmf6531.
- Герштейн СС, Логунов АА, Мествиришвили МА. Невозможность гравитационного коллапса в релятивистской теории гравитации. *ТМФ*. 2009;161(2):295–304. DOI: 10.4213/tmf6440.
- Выблый ЮП. О центрально-симметричных решениях уравнений гравитационного поля в РТГ. *ТМФ*. 1991;88(1):135–140.
- Kalashnikov VL. Issue of the spherically symmetric static vacuum metric in the relativistic theory of gravity. *Central European Journal of Physics*. 2008;6:80–83. DOI: 10.2478/s11534-008-0017-1.
- t'Hooft G. On the quantum structure of a black hole. *Nuclear Physics B*. 1985;256:727–745. DOI: 10.1016/0550-3213(85)90418-3.
- Bousso R. The holographic principle. *Reviews of Modern Physics*. 2002;74(3):825–874. DOI: 10.1103/RevModPhys.74.825.
- Aste A, Trautmann D. Radial fall of a test particle onto an evaporating black hole. *Canadian Journal of Physics*. 2005;83:1001–1006. DOI: 10.1139/p05-058.
- Susskind L, Lindesay J. *Black holes, information and the string theory revolution*. New York: World Scientific; 2005. 183 p.
- Блохинцев ДИ. *Избранные труды. Том 2*. Москва: Физматлит; 2009. 742 с.
- Weinberg S. The cosmological constant problem. *Reviews of Modern Physics*. 1989;61(1):1–23. DOI: 10.1103/RevModPhys.61.1.
- Блинников СИ, Долгов АД. Космологическое ускорение. *Успехи физических наук*. 2019;189:561–602. DOI: 10.3367/UFNr.2018.10.038469.
- Haridasu BS, Cherkas SL, Kalashnikov VL. A reference level of the Universe vacuum energy density and the astrophysical data. *Fortschritte der Physik*. 2020;68(7):2000047. DOI: 10.1002/prop.202000047.
- Черкас СЛ, Калашников ВЛ. К теории гравитации с произвольным уровнем отсчета плотности энергии. *Весті Національної академії наук України. Серія фізико-математичних наук*. 2019;55(1):83–96. DOI: 10.29235/1561-2430-2019-55-1-83-96.
- Arnowitz R, Deser S, Misner CW. The Dynamics of General Relativity. In: Witten L, editor. *Gravitation: an introduction to current research*. New York: Wiley; 1962. p. 227–265. arXiv: gr-qc/0405109 [Preprint]. 1962 [cited 2020 February 12]: [30 p.]. Available from: <https://arxiv.org/abs/gr-qc/0405109>.
- Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. *Теория поля*. Москва: Наука; 1988. 512 с.
- Владимиров ВС. *Обобщенные функции в математической физике*. Москва: Мир; 1976. 280 с.

30. Katanaev MO. Point massive particle in General Relativity. *General Relativity and Gravitation*. 2013;45(10):1861–1875. DOI: 10.1007/s10714-013-1564-3.
31. Вейнберг С. *Гравитация и космология. Принципы и приложения общей теории относительности*. Дубовик ВМ, Тагиров ЭА, переводчики. Москва: Мир; 1975. 696 с.
32. Потехин АЮ. Физика нейтронных звезд. *Успехи физических наук*. 2010;180:1279–1304. DOI: 10.3367/UfNr.0180.201012c.1279.
33. Bulik T. Black holes go extragalactic. *Nature*. 2007;449(7164):799–801. DOI: 10.1038/449799a.
34. Miller MC, Yunes N. The new frontier of gravitational waves. *Nature*. 2019;568(7753):469–476. DOI: 10.1038/s41586-019-1129-z.
35. Kalashnikov VL. Perturbations of the spherically symmetric collapsar in the relativistic theory of gravitation: axial perturbations. I. arXiv: gr-qc/0405032 [Preprint]. 2004 [cited 2020 February 12]: [11 p.]. Available from: <https://arxiv.org/abs/gr-qc/0405032>.

References

1. Novikov ID, Frolov VP. [Black holes in the Universe]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 2001;171(3):307–324. Russian. DOI: 10.3367/UfNr.0171.200103e.0307.
2. Chandrasekhar S. *The mathematical theory of black holes*. Volume 1. Oxford: Clarendon Press; 1983. 646 p. (International series of monographs on physics (Oxford, England); volume 69).
Russian edition: Chandrasekhar S. *Matematicheskaya teoriya chernykh dyr. Chast' I*. Moscow: Mir; 1986. 632 p.
3. Tolman RC. Static solutions of einstein's field equations for spheres of fluid. *Physical Review*. 1939;55:1939. p. 364–373. DOI: 10.1103/PhysRev.55.364.
4. Oppenheimer JR, Volkoff GM. On massive neutron cores. *Physical Review*. 1939;55(4):374–381. DOI: 10.1103/PhysRev.55.374.
5. Abbott BP, Abbott R, Abbott TD, Abernathy MR, Acernese F, Ackley K, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical Review Letters*. 2016;116(6):061102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
6. Akiyama K, Alberdi A, Alef W, Asada K, Azulay R, Baczkowski A-K, et al. First M87 event horizon telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole. *The Astrophysical Journal Letters*. 2019;875(1):1–17. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0ec7.
7. Einstein A. On a stationary system with spherical symmetry consisting of many gravitating masses. *Annals of Mathematics. Second Series*. 1939;40(4):922–936. DOI: 10.2307/1968902.
8. Popławski NJ. Nonsingular Dirac particles in spacetime with torsion. *Physics Letters B*. 2010;690(1):73–77. DOI: 10.1016/j.physletb.2010.04.073.
9. Logunov AA. *Relyativistskaya teoriya gravitatsii* [Relativistic theory of gravity]. Moscow: Nauka; 2006. 253 p. Russian.
10. Chamseddine AH, Mukhanov V. Nonsingular black hole. *The European Physical Journal C*. 2017;77(3):183. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4759-z.
11. Perez A. Black holes in loop quantum gravity. *Reports on Progress in Physics*. 2017;80(12):126901. DOI: 10.1088/1361-6633/aa7e14.
12. Penrose R. The question of cosmic censorship. *Journal of Astrophysics and Astronomy*. 1999;20:233–248. DOI: 10.1007/BF02702355.
13. Kovács Z, Cheng KS, Harko T. Can stellar mass black holes be quark stars? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2009;400(3):1632–1642. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15571.x.
14. Kiselev VV, Logunov AA, Mestvirishvili MA. [The physical inconsistency of the Schwarzschild and Kerr solutions]. *TMF*. 2010;164(1):172–176. Russian. DOI: 10.4213/tmf6531.
15. Gershtein SS, Logunov AA, Mestvirishvili MA. [Gravitational collapse is impossible in the relativistic theory of gravity]. *TMF*. 2009;161(2):295–304. Russian. DOI: 10.4213/tmf6440.
16. Vybyli YP. [On centrally symmetric solutions of the gravitational field equations in the RTG]. *TMF*. 1991;88(1):135–140. Russian.
17. Kalashnikov VL. Issue of the spherically symmetric static vacuum metric in the relativistic theory of gravity. *Central European Journal of Physics*. 2008;6:80–83. DOI: 10.2478/s11534-008-0017-1.
18. 't Hooft G. On the quantum structure of a black hole. *Nuclear Physics B*. 1985;256:727–745. DOI: 10.1016/0550-3213(85)90418-3.
19. Bousso R. The holographic principle. *Reviews of Modern Physics*. 2002;74(3):825–874. DOI: 10.1103/RevModPhys.74.825.
20. Aste A, Trautmann D. Radial fall of a test particle onto an evaporating black hole. *Canadian Journal of Physics*. 2005;83:1001–1006. DOI: 10.1139/p05-058.
21. Susskind L, Lindesay J. *Black holes, information and the string theory revolution*. New York: World Scientific; 2005. 183 p.
22. Blokhintsev DI. *Izbrannye trudy* [Collected papers]. Volume 2. Moscow: Fizmatlit; 2009. 742 p. Russian.
23. Weinberg S. The cosmological constant problem. *Reviews of Modern Physics*. 1989;61(1):1–23. DOI: 10.1103/RevModPhys.61.1.
24. Blinnikov SI, Dolgov AD. [Cosmological acceleration]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 2019;189:561–602. Russian. DOI: 10.3367/UfNr.2018.10.038469.
25. Haridasu BS, Cherkas SL, Kalashnikov VL. A reference level of the Universe vacuum energy density and the astrophysical data. *Fortschritte der Physik*. 2020;68(7):2000047. DOI: 10.1002/prop.202000047.
26. Cherkas SL, Kalashnikov VL. To the Theory of gravity with an arbitrary reference level of energy density. *Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*. 2019;55(1):83–96. Russian. DOI: 10.29235/1561-2430-2019-55-1-83-96.
27. Arnowitt R, Deser S, Misner CW. The Dynamics of General Relativity. In: Witten L, editor. *Gravitation: an introduction to current research*. New York: Wiley; 1962. p. 227–265. arXiv: gr-qc/0405109 [Preprint]. 1962 [cited 2020 February 12]: [30 p.]. Available from: <https://arxiv.org/abs/gr-qc/0405109>.
28. Landau LD, Lifshitz EM. *The classical theory of fields*. 4th edition. Oxford: Butterworth-Heinemann; 1975. 402 p.
Russian edition: Landau LD, Lifshitz EM. *Teoriya polya*. Moscow: Nauka; 1988. 512 p.
29. Vladimirov VS. *Obobshchennyye funktsii v matematicheskoy fizike* [Generalized functions in mathematical physics]. Moscow: Mir; 1976. 280 p. Russian.

30. Katanaev MO. Point massive particle in General Relativity. *General Relativity and Gravitation*. 2013;45(10):1861–1875. DOI: 10.1007/s10714-013-1564-3.
31. Weinberg S. *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*. New York: John Wiley & Sons; 1972. 657 p.
Russian edition: Weinberg S. *Gravitatsiya i kosmologiya. Printsipy i prilozheniya obshchei teorii otnositel'nosti*. Dubovik VM, Tagirov EA, translator. Moscow: Mir; 1975. 696 p.
32. Potekhin AY. The physics of neutron stars. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 2010;180:1279–1304. Russian. DOI: 10.3367/UF-Nr.0180.201012c.1279.
33. Bulik T. Black holes go extragalactic. *Nature*. 2007;449(7164):799–801. DOI: 10.1038/449799a.
34. Miller MC, Yunes N. The new frontier of gravitational waves. *Nature*. 2019;568(7753):469–476. DOI: 10.1038/s41586-019-1129-z.
35. Kalashnikov VL. Perturbations of the spherically symmetric collapsar in the relativistic theory of gravitation: axial perturbations. I. arXiv: gr-qc/0405032 [Preprint]. 2004 [cited 2020 February 12]: [11 p.]. Available from: <https://arxiv.org/abs/gr-qc/0405032>.

Статья поступила в редакцию 09.04.2020.
Received by editorial board 09.04.2020.

УДК 577.3.043;577.3:537

СТИМУЛЯЦИЯ АКТИВНОСТИ ПОЛИМОРФНО-ЯДЕРНЫХ ЛЕЙКОЦИТОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НИЗКОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ

Е. И. КОВАЛЕНКО¹⁾, А. М. ЮШКЕВИЧ¹⁾, Е. А. КОВАЛЕНКО¹⁾, А. Н. КОВАЛЕНКО²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, г. Минск, Беларусь

Предполагается, что электростимуляция может быть важнейшим физическим воздействием, обеспечивающим регуляцию активности иммунных клеток класса полиморфно-ядерных лейкоцитов (ПМЯЛ). Для изучения влияния электрической стимуляции на активность ПМЯЛ разработана комплексная установка на основе генератора электрических сигналов и биогемилюминометра, позволяющая выполнять электростимуляцию клеток и одновременно проводить исследование генерации активных форм кислорода (АФК) в ПМЯЛ. На клетки воздействовали с помощью погружаемых в инкубационную среду электродов, подключенных к генератору электрических сигналов. Создавалось неоднородное электрическое поле, напряженность которого убывала с расстоянием и во времени, что имитировало характеристики эндогенных электрических полей в местах воспаления в организме.

Образец цитирования:

Коваленко ЕИ, Юшкевич АМ, Коваленко ЕА, Коваленко АН. Стимуляция активности полиморфно-ядерных лейкоцитов при воздействии электрического поля низкой напряженности. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;3:112–121.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-112-121>

For citation:

Kavalenka AI, Yushkevich AM, Kavalenka EA, Kavalenka AM. Stimulation of polymorphonuclear leukocyte activity under the influence of low strength electric field. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;3:112–121. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-112-121>

Авторы:

Елена Иосифовна Коваленко – кандидат биологических наук, доцент; доцент кафедры биофизики физического факультета.

Артеми́й Михайлович Юшкевич – студент физического факультета. Научный руководитель – Е. И. Коваленко.

Елизавета Антоновна Коваленко – магистрант кафедры биофизики физического факультета. Научный руководитель – Е. И. Коваленко.

Антон Николаевич Коваленко – старший научный сотрудник лаборатории аналитических исследований.

Authors:

Alena I. Kavalenka, PhD (biology), docent; associate professor at the department of biophysics, faculty of physics.

ai0628k@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0001-6813-9154>

Artsemi M. Yushkevich, student at the faculty of physics.

geneprog@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0002-8729-9281>

Elizaveta A. Kavalenka, master's degree student at the department of biophysics, faculty of physics.

kavalenko.elizabeth@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0002-2648-044X>

Anton M. Kavalenka, senior researcher at the laboratory of analytical research.

anton@inp.bsu.by

<https://orcid.org/0000-0002-0320-2092>

При стимуляции напряженность поля была низкой – до 1 В/см. Обнаружено, что в результате электростимуляции происходит изменение функциональных возможностей ПМЯЛ крови человека. Выраженность эффектов зависит от прикладываемого к электродам напряжения и длительности наблюдения. В начальный период при воздействии электрического поля в ПМЯЛ усиливаются процессы генерации АФК и секреции ими фермента миелопероксидазы, являющиеся ключевыми проявлениями активности данных клеток. Спустя несколько часов после электростимуляции наблюдаются угнетение активности ПМЯЛ и постепенное разрушение клеток. Полученные данные свидетельствуют в пользу регуляторной роли электростимуляции в отношении активности ПМЯЛ, необходимых для реализации иммунной защиты организма.

Ключевые слова: электрическое поле; хемилюминесценция; полиморфно-ядерные лейкоциты; активные формы кислорода; миелопероксидаза.

Благодарность. Исследование выполнено при финансовой поддержке грантами Министерства образования Республики Беларусь и Белорусского государственного университета для студентов и магистрантов. Авторы благодарят компанию «Новые аналитические системы» за предоставленные для экспериментального стенда генератор тестовых сигналов и систему сбора и обработки данных *UniChrom-97*.

STIMULATION OF POLYMORPHONUCLEAR LEUKOCYTE ACTIVITY UNDER THE INFLUENCE OF LOW STRENGTH ELECTRIC FIELD

A. I. KAVALENKA^a, A. M. YUSHKEVICH^a, E. A. KAVALENKA^a, A. M. KAVALENKA^b

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

^bInstitute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
11 Babrujskaja Street, Minsk 220006, Belarus

Corresponding author: A. I. Kavalenka (ai0628k@gmail.com)

It is assumed that electrical stimulation can be the most important physical effect providing regulation of the activity of immune cells such as polymorphonuclear leukocytes (PMNL). To study the effect of electrical stimulation on PMNL activity, the experimental setup based on electric signal generator and biochemiluminometer was developed, which allows performing electrostimulation of cells and studying the generation of reactive oxygen species (ROS) in PMNL simultaneously. Impact on the cells was carried out using electrodes immersed in incubation medium connected to electric signal generator. Non-uniform electric field was established, the intensity of which decreased with distance and time that imitated the characteristics of endogenous electric fields in places of inflammation in organism. During stimulation, the field strength was low, up to 1 V/cm. It was found that as a result of electrical stimulation, a change in the functional capabilities of human blood PMNL is observed. The severity of effects depends on the voltage applied to the electrodes and the duration of the observation. The key functional processes in PMNL such as ROS generation and myeloperoxidase enzyme secretion are enhanced in the initial period of electric field influence. A few hours after electrical stimulation, inhibition of PMNL activity and the gradual destruction of cells are observed. The obtained data testify the regulatory role of electrical stimulation in relation to PMNL activity which necessary for the implementation of the body's immune defense.

Keywords: electric field; chemiluminescence; polymorphonuclear leukocytes; reactive oxygen species; myeloperoxidase.

Acknowledgements. This research has been supported by grants for students from the Ministry of Education of the Republic of Belarus and Belarusian State University. The authors thank the company *New Analytical Systems Ltd.* for test signal generator and data acquisition and processing system *UniChrom-97* that were kindly provided for the experimental stand.

Введение

В настоящее время электростимуляцию рассматривают как один из перспективных инструментов для решения задач регенеративной медицины и инженерии тканей, основываясь на многочисленных экспериментальных данных о возможностях регуляции клеточной активности с помощью электрических полей [1–3]. Установлено, что в организме человека и животных эндогенные электрические поля (ЭЭП) способствуют процессам миграции, позиционирования и деления клеток в ходе эмбрионального развития, а также могут регулировать процессы репарации поврежденных тканей и заживления ран [4–8]. Генерация ЭЭП с напряженностью до 2 В/см была выявлена в экспериментальных исследованиях при кожном и кожно-мышечном иссечении в результате хирургических операций, при

травмах роговицы и повреждениях эпителиальных тканей [9–11]. Такие физиологические ЭЭП возникают вследствие изменения работы ионных транспортеров Cl^- и Na^+ в местах нарушения целостности клеточных слоев [9–11]. Предполагается, что активирующее действие на клетки электрических полей с низкой напряженностью (сопоставимой с напряженностью ЭЭП) обусловлено макроструктурной поляризацией клеток и последующей активацией определенных белков, из которых охарактеризована лишь небольшая часть [12–15]. Ведущую роль в защитных процессах в организме играют полиморфно-ядерные лейкоциты (ПМЯЛ) [16–19], накапливающиеся в местах повреждения первыми из всех иммунных клеток. Для ПМЯЛ был обнаружен «гальванотаксис» – стимуляция направленной миграции клеток под действием слабых электрических полей, аналогичных ЭЭП [13–15]. Однако эффекты электрических полей с низкой напряженностью на ряд других проявлений функциональной активности ПМЯЛ еще не изучены. В биотехнологиях часто применяют воздействие электрическими импульсами с высокой напряженностью (0,6–20,0 кВ/см, что на несколько порядков выше, чем напряженность ЭЭП) в целях формирования пор в липидных слоях клеточных мембран и переноса через них крупных молекул ДНК и РНК [20–23]. Имеются данные о стимуляции образования в ПМЯЛ активных форм кислорода (АФК) и формирования ими внеклеточных ДНК-белковых сетчатых структур при воздействии на ПМЯЛ электрическими импульсами высокой напряженности, но в организме такие условия не реализуются и применяются исключительно *in vitro* [23].

Цель данной работы – изучить влияние электрических полей низкой напряженности, по характеристикам соответствующих физиологическим ЭЭП, на генерацию АФК при активации ПМЯЛ и жизнеспособность этих клеток.

Материалы и методы исследования

Реагенты и клетки. В работе использованы реагенты: декстран-500, фиколл-400, люминол, 30 % раствор H_2O_2 , fMLP, Triton X-100 (*Sigma-Aldrich*, США); урографин (*Schering AG*, Германия); NaCl, KCl, $\text{NaH}_2\text{PO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, CaCl_2 , NaHCO_3 , глюкоза (ЗАО «Пять океанов», Беларусь); гепарин (РУП «Белмедпрепараты», Беларусь). Клетки изолировали из консервированной крови здоровых доноров по методу, описанному в работе [24]. Процедура выделения ПМЯЛ включала градиентное центрифугирование лейкоцитарных клеток с использованием фиколла – урографина (плотность $1,077 \text{ г/см}^3$), очистку фракции ПМЯЛ, имеющих плотность более $1,077 \text{ г/см}^3$, от примеси эритроцитов путем гипотонического лизиса и затем отмывку полученных клеток в 0,15 моль/л NaCl. Изолированные ПМЯЛ далее суспензировали в буферной солевой среде Эрла (pH 7,3), доводя их концентрацию в суспензии до $1 \cdot 10^6$ клеток в 1 мл.

Электрическая стимуляция клеток. Для изучения стимулирующего действия электрического поля на ПМЯЛ разработана установка, схематично представленная на рис. 1. Electroды (1) диаметром 1 мм из коррозионно-стойкой нержавеющей стали закреплены в держателе, фиксирующем их вертикальное параллельное расположение на расстоянии 1 см друг от друга. Для электрической стимуляции электроды погружаются в суспензию клеток, находящуюся в цилиндрической стеклянной кювете (2) внутри металлического кюветного отделения (3). Генератор электрических сигналов ГТС-1 (ООО «Новые аналитические системы», Беларусь) (4) используется для прикладывания к электродам напряжения от 0 до 1 В (нулевые значения устанавливаются для контрольных образцов). В целях предотвращения воздействия электромагнитных помех электроды подключаются к ГТС-1 с помощью экранированной витой пары (5).

Электрическое воздействие на клетки осуществляли на протяжении 20 мин. Создавалось неоднородное электрическое поле, напряженность которого убывала с расстоянием и во времени, что частично имитировало характеристики ЭЭП в местах воспаления в организме. Функциональную активность и жизнеспособность клеток оценивали через 20 мин, а также через 1–8 ч после электрической стимуляции.

Хемилюминесцентный анализ генерации клетками АФК. При активирующих воздействиях ПМЯЛ могут генерировать продукты с повышенной химической активностью, такие как $\cdot\text{O}_2^-$, H_2O_2 , $\cdot\text{OH}$, $\text{OSi}^\cdot$, ONOO^- , относящиеся к АФК [24; 25]. В результате взаимодействия АФК друг с другом возникает серия химических реакций, сопровождающихся люминесценцией слабой интенсивности. Для усиления хемилюминесценции (ХЛ) в работе использован химический усилитель свечения люминол (50 мкмоль/л), который при взаимодействии с различными АФК превращается в 3-аминофталат в возбужденном состоянии [24–26]. Люминесцентный спектр испускания 3-аминофталата наблюдается в диапазоне длин волн 340–500 нм с максимумом интенсивности испускания на длине волны 434 нм. Кинетические зависимости интенсивности ХЛ $I(t)$ характеризуют изменение скорости генерации АФК в образце; площади под кривыми $I(t)$ за определенные промежутки времени вычисляются для установления суммарного выхода АФК в образцах. В работе для регистрации $I(t)$ использован биохемилюминетр БХЛ-1

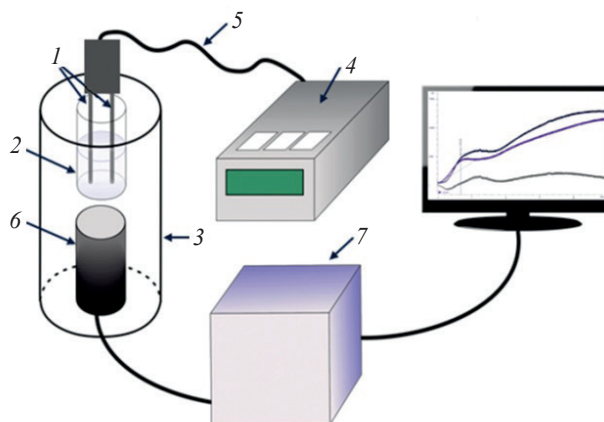


Рис. 1. Схема установки для электрической стимуляции клеток и регистрации хемилюминесценции: 1 – электроды; 2 – кювета; 3 – затемненное металлическое кюветное отделение БХЛ-1; 4 – генератор ГТС-1; 5 – экранированная витая пара; 6 – ФЭУ-39А; 7 – блок получения и преобразования данных

Fig. 1. The scheme of experimental setup for electrical stimulation of cells and chemiluminescence registration: 1 – electrodes; 2 – cuvette; 3 – darkened metal cuvette compartment of BCL-1; 4 – generator GTS-1; 5 – shielded twisted pair; 6 – PMT-39A; 7 – data acquisition and processing unit

(БГУ, Беларусь), включающий ФЭУ-39А (см. рис. 1, 6), сопряженный с аппаратно-программным комплексом получения и обработки данных *UniChrom-97* (ООО «Новые аналитические системы», Беларусь). Параметры, характеризующие суммарный выход АФК в образцах, подвергнутых воздействию электрического поля (ΣI), и в контрольных образцах (ΣI_k), определяли в программе *UniChrom*, затем для оценки стимулирующего эффекта находили отношение $\Sigma I / \Sigma I_k$.

Изучение разрушения клеток. Разрушение и агрегацию клеток исследовали с помощью светового микроскопа Olympus BX51WI с цифровой камерой Olympus DP20 U-TV0.63XC (*Olympus*, Япония) при различных увеличениях с использованием сухого и водно-иммерсионного объективов.

Исследование секреторной дегрануляции клеток. Для изучения высвобождения ферментов из гранул ПМЯЛ во внеклеточную среду клетки осаждали центрифугированием при 1500 об/мин в течение 8 мин. Полученные супернатанты собирали, а клетки из осадка ресуспендировали до исходного объема и разрушали трехкратным замораживанием и оттаиванием. Далее в образцах внеклеточной жидкости (супернатантах) и образцах разрушенных клеток определяли содержание фермента миелопероксидазы (МПО), секретированного наружу ($X_{\text{секр}}$) и оставшегося внутри клеток ($X_{\text{внутр}}$). Количественное присутствие МПО в образцах оценивали по интенсивности ХЛ, возникающей при катализируемом МПО окислении люминола (50 мкмоль/л) при добавлении пероксида водорода (50 мкмоль/л). Уровень секреции рассчитывали в процентах от общего содержания МПО снаружи и внутри клеток, находя отношение $X_{\text{секр}} / (X_{\text{секр}} + X_{\text{внутр}})$.

Статистическая обработка данных. Статистический анализ полученных результатов выполняли в программе *Excel*. На графиках представлены средние значения и стандартные отклонения величин. Уровни значимости различий p по отношению к контролю определяли по парному критерию Стьюдента, различия считали достоверными при $p < 0,05$ (помечено звездочкой).

Результаты и их обсуждение

В отсутствие стимуляции ПМЯЛ неактивны и не способны продуцировать значительные количества АФК. Активация ПМЯЛ наблюдается при их адгезии, т. е. прикреплении и распластывании на определенных поверхностях, при специфическом взаимодействии с молекулами-активаторами через рецепторы на поверхности клеток, а также при взаимодействии с частицами, которые могут захватываться внутрь клеток путем фагоцитоза [16; 18; 24; 27]. В организме адгезия клеток, их направленная миграция и фагоцитоз являются ключевыми процессами для вовлечения ПМЯЛ в воспалительные реакции и репаративную регенерацию поврежденных тканей [12; 13; 16–19]. В работе изучено модулирующее действие электрического поля на формирование АФК при следующих видах активации ПМЯЛ: в ходе адгезии клеток на стекло, при добавлении пептида fMLP (аналога бактериального пептида, вызывающего миграцию клеток и воспалительный ответ) и внесении частиц латекса, выступающих индукторами фагоцитоза.

Значения напряжения, прикладываемого к электродам, устанавливали следующие: 0,1; 0,25; 0,5 и 1,0 В – и затем в течение 20 мин регистрировали изменение интенсивности $I(t)$ люминолопосредованной ХЛ в образцах. На рис. 2 показаны средние значения параметров $\Sigma I/\Sigma I_k$, характеризующих усиление генерации АФК в образцах ПМЯЛ под воздействием электрического поля. Как следует из рис. 2, при приложении электрического поля наблюдается стимуляция образования АФК в ПМЯЛ. Наиболее значительное повышение выхода АФК (в 2–3 раза по сравнению с контролем) обнаружено в образцах ПМЯЛ при приложении к электродам напряжения 0,25 или 0,5 В (см. рис. 2, б, в). Однако при более высоком значении напряжения 1,0 В усиление выхода АФК за 20 мин регистрации активности ПМЯЛ менее значительно, чем при напряжении 0,25 или 0,5 В (см. рис. 2, г).

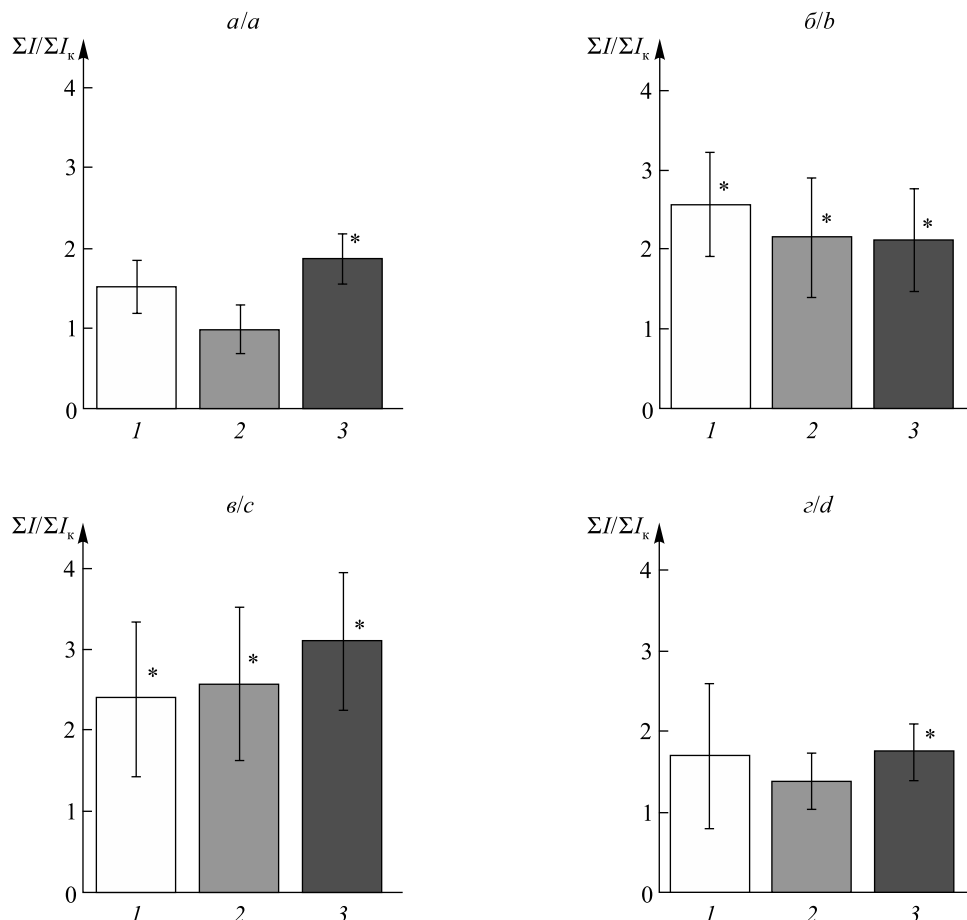


Рис. 2. Усиление выхода АФК в образцах активированных ПМЯЛ, индуцированное воздействием электрического поля при напряжении на электродах 0,1 В (а), 0,25 В (б), 0,5 В (в) и 1,0 В (г):

1 – в ходе адгезии клеток на стекло; 2 – при добавлении к клеткам fMLP;

3 – при добавлении частиц латекса; * – $p < 0,05$

Fig. 2. The enhancement of the ROS yield in activated PMNL samples, induced by electric field action at electrode voltage of 0.1 V (a), 0.25 V (b), 0.5 V (c) and 1.0 V (d):
1 – during adhesion of cells to glass; 2 – at addition of fMLP; 3 – at addition of latex particles; * – $p < 0.05$

Причиной снижения суммарного выхода АФК за длительные промежутки времени исследования может быть угнетение активности клеток избыточным количеством АФК, образуемых в начальные моменты электростимуляции. Это соответствует полученным ранее данным о повреждающем действии АФК в больших концентрациях на молекулярно-мембранные структуры, что приводит к нарушению функционирования и в конечном итоге гибели гиперактивированных клеток [18; 24; 25]. То есть подвергнутые электрической стимуляции ПМЯЛ могут быстрее и сильнее активироваться, но и быстрее подвергаться деструкции.

Тот факт, что во внешнем электрическом поле при напряжении на электродах 0,25 и 0,5 В наблюдается значительное усиление генерации АФК в ПМЯЛ, позволяет высказать предположение об ускорении следующих за активацией процессов разрушения клеток образующимися АФК. В связи с этим проведена оценка функциональных способностей ПМЯЛ и сохранения их структурной целостности в отдаленные промежутки времени, через несколько часов после электростимуляции при напряжении

0,25 и 0,5 В. На рис. 3 показано изменение способности ПМЯЛ генерировать АФК спустя длительное время после электростимуляции. Установлено, что через несколько часов после электрической стимуляции способность ПМЯЛ к формированию АФК снижается (см. рис. 3). После воздействия электрического поля при напряжении на электродах 0,5 В спустя 4–12 ч обнаружено угнетение активности клеток, подвергнутых электрической стимуляции, по сравнению с контрольными образцами.

Методом световой микроскопии изучено изменение содержания клеток в образцах, подвергнутых электрической стимуляции, по отношению к контролю. На рис. 4 и 5 приведены фотографии ПМЯЛ в контрольных образцах и после электростимуляции клеток при напряжении 0,5 В, полученные спустя 20 мин и 12 ч инкубирования. Не обнаружено значительных различий между стимулированными и контрольными образцами по количеству и форме клеток спустя 20 мин (см. рис. 4) и 1–2 ч инкубирования (данные не показаны). При этом во всех образцах присутствует множество целостных активированных (распластанных, вытянутых) ПМЯЛ. Однако через 8–12 ч выявлены существенные деструктивные изменения клеток. Как показано на рис. 5, спустя 12 ч в контрольном образце (см. рис. 5, а) преобладают округлые целостные ПМЯЛ, тогда как в образце, подвергнутом электростимуляции (см. рис. 5, б), визуализируется множество мелких частиц, представляющих собой остатки разрушенных клеток, и присутствует лишь немного целостных ПМЯЛ. Это подтверждает предположение о разрушении клеток после гиперпродукции АФК в электростимулированных ПМЯЛ.

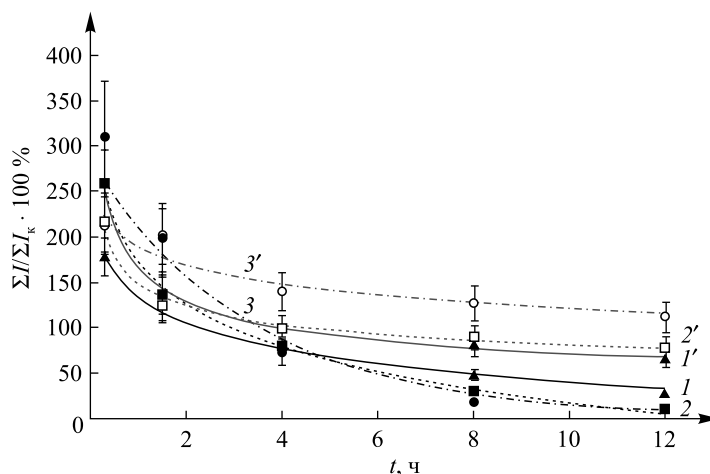


Рис. 3. Изменение выхода АФК через несколько часов после электрической стимуляции ПМЯЛ при напряжении на электродах 0,5 В (1–3) и 0,25 В (1'–3'). Клетки активированы: 1, 1' – в ходе адгезии на стекло; 2, 2' – при добавлении fMLP; 3, 3' – при добавлении частиц латекса. Значения приведены в процентах относительно контроля

Fig. 3. Changes in the ROS yield in PMNL samples several hours after electrical stimulation at a voltage of 0.5 V (1–3) and 0.25 V (1'–3'). Cells were activated: 1, 1' – during adhesion to glass; 2, 2' – by fMLP addition; 3, 3' – by latex addition. The values are represented in percents relative to the control

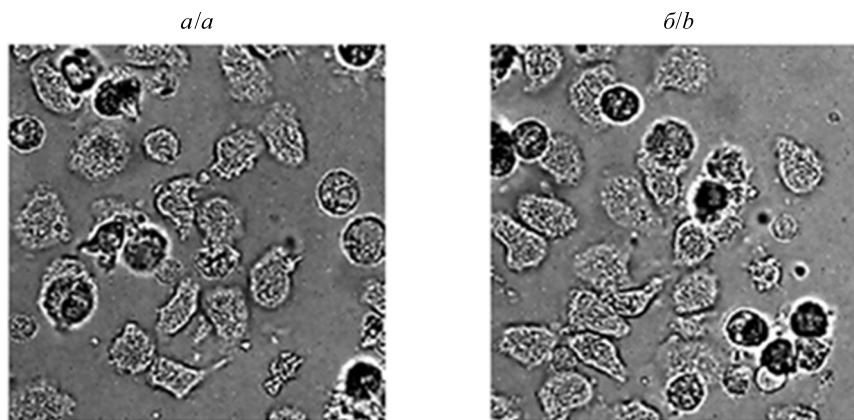


Рис. 4. Активированные ПМЯЛ через 20 мин после начала электрической стимуляции: а – 0 В (контроль); б – 0,5 В

Fig. 4. Activated PMNL 20 min after the beginning of electrical stimulation: а – 0 V (control); б – 0.5 V

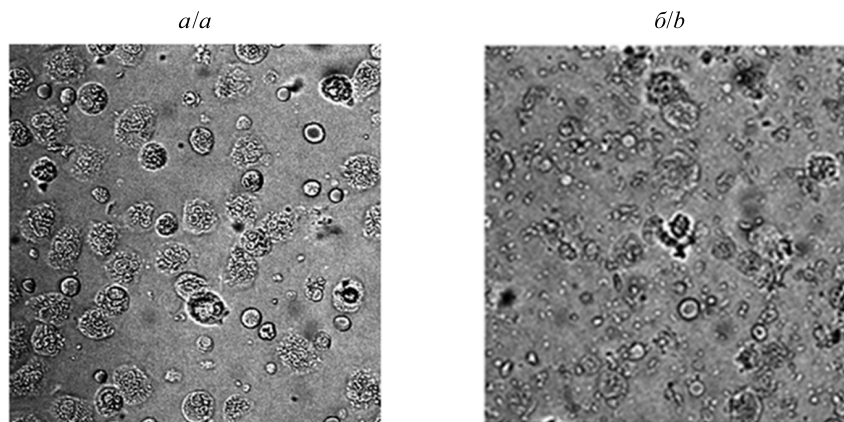


Рис. 5. Разрушение ПМЯЛ спустя 12 ч после воздействия электрического поля: а – 0 В (контроль); б – 0,5 В

Fig. 5. The destruction of PMNL the 12 h after exposure to electric field: а – 0 V (control); б – 0.5 V

ПМЯЛ могут генерировать значительные количества АФК внутри и у внешней поверхности клеток с участием МПО. В работе исследовано влияние электростимуляции на изменение высвобождения МПО из ПМЯЛ (рис. 6). Установлено, что уровни секреции МПО клетками, подвергнутыми действию электрического поля при 1,0 В, в первые минуты и часы выше, чем в контроле (см. рис. 6), что подтверждает активирующее действие электрического поля низкой напряженности на способность клеток ферментативно генерировать АФК.

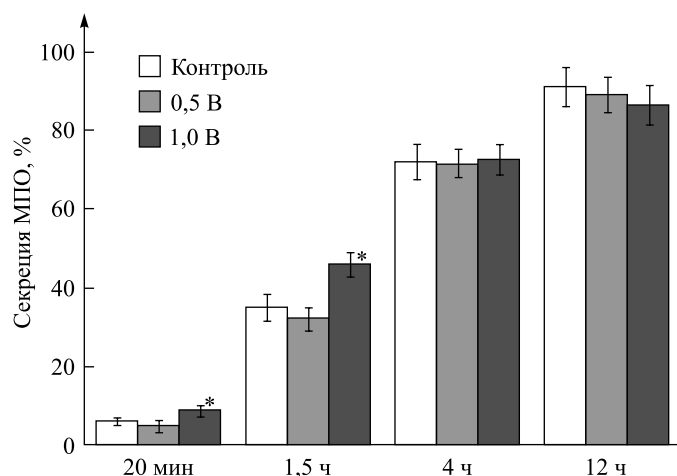


Рис. 6. Изменение высвобождения МПО из ПМЯЛ в контрольных и электростимулированных образцах спустя различные промежутки времени (* – $p < 0,05$)

Fig. 6. Changes in MPO release from PMNL exposed to electric field and in control samples after various time intervals (* – $p < 0.05$)

При приложении постоянного напряжения к электродам, помещенным в суспензию клеток в солевой среде, возникает электрический ионный ток и происходит постепенное уменьшение напряженности поля. Следует отметить, что при наибольшем использованном в работе значении напряжения 1,0 В величина электрического тока не превышала 1 мА, что существенно не меняло температуру среды, т. е. обнаруженные эффекты не относятся к тепловым. Электрические токи 2–3 мА применяются в физиотерапии в методе гальванизации для стимуляции движения жидкостей тела и регуляции активности некоторых типов клеток [2; 3; 28; 29]. В настоящее время вопросы взаимодействия электромагнитных полей с различными физическими объектами, начиная от элементарных частиц, наноматериалов и заканчивая живыми системами, активно изучаются [1–6; 30–32]. Причем имеется множество теорий и исследований, рассматривающих более простые физические объекты, которые включают глубокую проработку физико-математических моделей взаимодействия частиц с электромагнитным полем [30–32]. Однако анализ влияния физических факторов на сложные и разнообразные биологические объекты во многих случаях

представляет собой этап обнаружения и детального рассмотрения эффектов в динамичной живой системе и является важным практико-ориентированным исследованием, но без построения теоретической физико-математической модели [1–3; 13; 15; 33; 34]. Выявленные в наших экспериментах эффекты могут быть обусловлены как поляризацией ПМЯЛ и их молекул под действием электрического поля, так и перемещением ионов и заряженных молекул в среде инкубирования, задающей условия функционирования клеток, однако для уточненной формулировки физических механизмов, лежащих в основе наблюдаемых эффектов, необходимо проведение дополнительных модельных экспериментов.

Заключение

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о регуляторной роли электростимуляции в отношении активности ПМЯЛ, необходимых для реализации иммунной защиты организма. Электрические поля низкой напряженности, соответствующие по характеристикам ЭЭП, при кратковременном воздействии стимулируют активность данных клеток, вызывают усиление генерации АФК и секреции фермента МПО во внеклеточную среду. Спустя несколько часов после электростимуляции наблюдаются подавление функциональной активности ПМЯЛ и разрушение клеток.

Библиографические ссылки

1. Chen C, Bai X, Ding Y, Lee I-S. Electrical stimulation as a novel tool for regulating cell behavior in tissue engineering. *Biomaterials Research*. 2019;23:25. DOI: 10.1186/s40824-019-0176-8.
2. Hunckler J, de Mel A. A current affair: electrotherapy in wound healing. *Journal of Multidisciplinary Healthcare*. 2017;10:179–194. DOI: 10.2147/JMDH.S127207.
3. Sun Y-S. Electrical stimulation for wound-healing: simulation on the effect of electrode configurations. *BioMed Research International*. 2017;2017:5289041. DOI: 10.1155/2017/5289041.
4. Levin M. Molecular bioelectricity: how endogenous voltage potentials control cell behavior and instruct pattern regulation in vivo. *Molecular Biology of the Cell*. 2014;25(24):3835–3850. DOI: 10.1091/mbc.E13-12-0708.
5. Funk RHW. Endogenous electric fields as guiding cue for cell migration. *Frontiers in Physiology*. 2015;6:143. DOI: 10.3389/fphys.2015.00143.
6. Iwasa SN, Babona-Pilipos R, Morshead CM. Environmental factors that influence stem cell migration: an «Electric field». *Stem Cells International*. 2017;2017:4276927. DOI: 10.1155/2017/4276927.
7. Robinson KR, Messerli MA. Left/right, up/down: the role of endogenous electrical fields as directional signals in development, repair and invasion. *BioEssays*. 2003;25(8):759–766. DOI: 10.1002/bies.10307.
8. McCaig CD, Rajnicek AM, Song B, Zhao M. Controlling cell behavior electrically: current views and future potential. *Physiological Reviews*. 2005;85(3):943–978. DOI: 10.1152/physrev.00020.2004.
9. Driban JB, Swanik CB, Huxel KC, Balsubramanian E. Transient electric changes immediately after surgical trauma. *Journal of Athletic Training*. 2007;42(4):524–529.
10. Nuccitelli R, Nuccitelli P, Ramlatchan S, Sanger R, Smith PJS. Imaging the electric field associated with mouse and human skin wounds. *Wound Repair and Regeneration*. 2008;16(3):432–441. DOI: 10.1111/j.1524-475X.2008.00389.x.
11. Dubé J, Rochette-Drouin O, Lévesque P, Gauvin R, Roberge CJ, Auger FA, et al. Restoration of the transepithelial potential within tissue-engineered human skin *in vitro* and during the wound healing process *in vivo*. *Tissue Engineering. Part A*. 2010;16(10):3055–3063. DOI: 10.1089/ten.tea.2010.0030.
12. Brown SB, Dransfield I. Electric fields and inflammation: may the force be with you. *The Scientific World Journal*. 2008;8:1280–1294. DOI: 10.1100/tsw.2008.158.
13. Keese CR, Wegener J, Walker SR, Giaever I. Electrical wound-healing assay for cells *in vitro*. *PNAS*. 2004;101(6):1554–1559. DOI: 10.1073/pnas.0307588100.
14. Zhao M, Song B, Pu J, Wada T, Reid B, Tai G, et al. Electrical signals control wound healing through phosphatidylinositol-3-OH kinase- γ and PTEN. *Nature*. 2006;442(7101):457–460. DOI: 10.1038/nature04925.
15. Kindzelskii AL, Petty HR. Ion channel clustering enhances weak electric field detection by neutrophils: apparent roles of SKF96365-sensitive cation channels and myeloperoxidase trafficking in cellular responses. *European Biophysics Journal*. 2005;35(1):1–26. DOI: 10.1007/s00249-005-0001-2.
16. Hind LE, Vincent WJB, Huttenlocher A. Leading from the back: the role of the uropod in neutrophil polarization and migration. *Developmental Cell*. 2016;38(2):161–169. DOI: 10.1016/j.devcel.2016.06.031.
17. Smirnova EI, Semenkova GN, Kovalenko EI, Gerein V, Cherenkevich SN. Generation of active oxygen forms by neutrophils and granulocytopenia in patients with acute lymphoblastic leukemia under therapy with use of G-CSF granulocyte. In: Hiddemann W, Büchner T, Wörmann B, Ritter J, Creutzig U, Keating U, et al., editors. *Acute leukemias VII: experimental approaches and novel therapies*. Berlin: Springer; 1998. p. 387–393. (Haematology and blood transfusion; volume 39). DOI: 10.1007/978-3-642-71960-8_51.
18. Semenkova GN, Kavalenka AI, Krukau AA, Zhernosek VF, Smirnova EN, Zhirkevich II, et al. Ability of phagocytes to generate reactive oxygen species in children with pollinosis. *Physica Medica*. 2004;20(suppl. 1):132–134.
19. Semenkova GN, Smirnova EN, Kavalenka AI, Gerin V, Savanovich II, Cherenkevich SN. Oxygen-activating ability of neutrophils from children with non-Hodgkin's lymphomas in the therapy with G-CSF. *Experimental Oncology*. 1997;19(2):153–156.
20. Forjanić T, Miklavčič D. Numerical study of gene electrotansfer efficiency based on electroporation volume and electrophoretic movement of plasmid DNA. *BioMedical Engineering OnLine*. 2018;17:80. DOI: 10.1186/s12938-018-0515-3.
21. Koga T, Morotomi-Yano K, Sakugawa T, Saitoh H, Yano K-I. Nanosecond pulsed electric fields induce extracellular release of chromosomal DNA and histone citrullination in neutrophil-differentiated HL-60 cells. *Scientific Reports*. 2019;9:8451. DOI: 10.1038/s41598-019-44817-9.

22. Rosazza C, Meglic SH, Zumbusch A, Rols M-P, Miklavcic D. Gene electrotransfer: a mechanistic perspective. *Current Gene Therapy*. 2016;16(2):98–129. DOI: 10.2174/1566523216666160331130040.
23. Johnson JL, Ellis BA, Munafo DB, Brzezinska AA, Catz SD. Gene transfer and expression in human neutrophils. The phox homology domain of p47^{phox} translocates to the plasma membrane but not to the membrane of mature phagosomes. *BMC Immunology*. 2006;7:28. DOI: 10.1186/1471-2172-7-28.
24. Kavalenka AI, Semenkova GN, Cherenkevich SN. Effects of hydrogen peroxide on neutrophil ability to generate reactive oxygen and chlorine species and to secrete myeloperoxidase *in vitro*. *Cell and Tissue Biology*. 2007;1(6):551–559. DOI: 10.1134/S1990519X07060120.
25. Starodubtseva MN, Kavalenka AI, Petrenyov DR, Cherenkevich SN. Effects of peroxynitrite on morphology and functions of neutrophils. In: Kozyrev D, Slutsky V, editors. *Handbook of free radicals: formation, types and effects*. [S. l.]: Nova Science Publishers; 2010. p. 479–503.
26. Khan P, Idrees D, Moxley MA, Corbett JA, Ahmad F, von Figura G, et al. Luminol-based chemiluminescent signals: clinical and non-clinical application and future uses. *Applied Biochemistry and Biotechnology*. 2014;173(2):333–355. DOI: 10.1007/s12010-014-0850-1.
27. Starodubtseva MN, Kavalenka AI, Yegorenkov NI, Petrenyov DR, Cherenkevich SN. Peroxynitrite regulates exocytosis of neutrophil granules. *Biochemistry (Moscow). Supplement Series A: Membrane and Cell Biology*. 2010;4(4):332–342. DOI: 10.1134/S1990747810040021.
28. Zeng F-G, Tran P, Richardson M, Sun S, Xu Y. Human sensation of transcranial electric stimulation. *Scientific Reports*. 2019;9:15247. DOI: 10.1038/s41598-019-51792-8.
29. Park RJ, Son H, Kim K, Kim S, Oh T. The effect of microcurrent electrical stimulation on the foot blood circulation and pain of diabetic neuropathy. *Journal of Physical Therapy Science*. 2011;23(3):515–518. DOI: 10.1589/jpts.23.515.
30. Вакулина ЕВ, Максименко НВ. Точные решения волновых уравнений для частиц с дипольными поляризуемостями в поле плоской электромагнитной волны. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;1:12–18.
31. Яковлева МА, Батраков КГ. Усиление поглощения электромагнитного излучения в графене дифракционной решеткой. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;1:88–94.
32. Шуба МВ, Юко ДИ, Мейсак ДН, Седельникова ОВ, Каныгин МА, Окотруб АВ. Влияние эффекта экранирования на частотную зависимость электропроводности композитного материала на основе углеродных нанотрубок. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;1:80–87.
33. Самцов МП, Тарасов ДС, Воропай ЕС, Ляшенко ЛС, Петров ПТ, Насек ВМ и др. Оптимизация параметров источника фотовоздействия при фотохимиотерапии опухолевых тканей лабораторных животных. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;1:19–26.
34. Воропай ЕС, Самцов МП, Ляшенко ЛС. Регистрация флуоресценции зондов на основе полиметиновых красителей в тканях *in vivo*. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2017;1:28–33.

References

1. Chen C, Bai X, Ding Y, Lee I-S. Electrical stimulation as a novel tool for regulating cell behavior in tissue engineering. *Biomaterials Research*. 2019;23:25. DOI: 10.1186/s40824-019-0176-8.
2. Hunckler J, de Mel A. A current affair: electrotherapy in wound healing. *Journal of Multidisciplinary Healthcare*. 2017;10:179–194. DOI: 10.2147/JMDH.S127207.
3. Sun Y-S. Electrical stimulation for wound-healing: simulation on the effect of electrode configurations. *BioMed Research International*. 2017;2017:5289041. DOI: 10.1155/2017/5289041.
4. Levin M. Molecular bioelectricity: how endogenous voltage potentials control cell behavior and instruct pattern regulation *in vivo*. *Molecular Biology of the Cell*. 2014;25(24):3835–3850. DOI: 10.1091/mbc.E13-12-0708.
5. Funk RHW. Endogenous electric fields as guiding cue for cell migration. *Frontiers in Physiology*. 2015;6:143. DOI: 10.3389/fphys.2015.00143.
6. Iwasa SN, Babona-Pilipos R, Morshead CM. Environmental factors that influence stem cell migration: an «Electric field». *Stem Cells International*. 2017;2017:4276927. DOI: 10.1155/2017/4276927.
7. Robinson KR, Messerli MA. Left/right, up/down: the role of endogenous electrical fields as directional signals in development, repair and invasion. *BioEssays*. 2003;25(8):759–766. DOI: 10.1002/bies.10307.
8. McCaig CD, Rajnicsek AM, Song B, Zhao M. Controlling cell behavior electrically: current views and future potential. *Physiological Reviews*. 2005;85(3):943–978. DOI: 10.1152/physrev.00020.2004.
9. Driban JB, Swanik CB, Huxel KC, Balasubramanian E. Transient electric changes immediately after surgical trauma. *Journal of Athletic Training*. 2007;42(4):524–529.
10. Nuccitelli R, Nuccitelli P, Ramlatchan S, Sanger R, Smith PJS. Imaging the electric field associated with mouse and human skin wounds. *Wound Repair and Regeneration*. 2008;16(3):432–441. DOI: 10.1111/j.1524-475X.2008.00389.x.
11. Dubé J, Rochette-Drouin O, Lévesque P, Gauvin R, Roberge CJ, Auger FA, et al. Restoration of the transepithelial potential within tissue-engineered human skin *in vitro* and during the wound healing process *in vivo*. *Tissue Engineering. Part A*. 2010;16(10):3055–3063. DOI: 10.1089/ten.tea.2010.0030.
12. Brown SB, Dransfield I. Electric fields and inflammation: may the force be with you. *The Scientific World Journal*. 2008;8:1280–1294. DOI: 10.1100/tsw.2008.158.
13. Keese CR, Wegener J, Walker SR, Giaever I. Electrical wound-healing assay for cells *in vitro*. *PNAS*. 2004;101(6):1554–1559. DOI: 10.1073/pnas.0307588100.
14. Zhao M, Song B, Pu J, Wada T, Reid B, Tai G, et al. Electrical signals control wound healing through phosphatidylinositol-3-OH kinase- γ and PTEN. *Nature*. 2006;442(7101):457–460. DOI: 10.1038/nature04925.
15. Kindzelskii AL, Petty HR. Ion channel clustering enhances weak electric field detection by neutrophils: apparent roles of SKP96365-sensitive cation channels and myeloperoxidase trafficking in cellular responses. *European Biophysics Journal*. 2005;35(1):1–26. DOI: 10.1007/s00249-005-0001-2.

16. Hind LE, Vincent WJB, Huttenlocher A. Leading from the back: the role of the uropod in neutrophil polarization and migration. *Developmental Cell*. 2016;38(2):161–169. DOI: 10.1016/j.devcel.2016.06.031.
17. Smirnova EI, Semenkova GN, Kovalenko EI, Gerein V, Cherenkevich SN. Generation of active oxygen forms by neutrophils and granulocytopenia in patients with acute lymphoblastic leukemia under therapy with use of G-CSF granulocyte. In: Hiddemann W, Büchner T, Wörmann B, Ritter J, Creutzig U, Keating U, et al., editors. *Acute leukemias VII: experimental approaches and novel therapies*. Berlin: Springer; 1998. p. 387–393. (Haematology and blood transfusion; volume 39). DOI: 10.1007/978-3-642-71960-8_51.
18. Semenkova GN, Kavalenka AI, Krukau AA, Zhernosek VF, Smirnova EN, Zhirkevich II, et al. Ability of phagocytes to generate reactive oxygen species in children with pollinosis. *Physica Medica*. 2004;20(suppl. 1):132–134.
19. Semenkova GN, Smirnova EN, Kavalenka AI, Gerin V, Savanovich II, Cherenkevich SN. Oxygen-activating ability of neutrophils from children with non-Hodgkin's lymphomas in the therapy with G-CSF. *Experimental Oncology*. 1997;19(2):153–156.
20. Forjanić T, Miklavčič D. Numerical study of gene electrotransfer efficiency based on electroporation volume and electrophoretic movement of plasmid DNA. *BioMedical Engineering OnLine*. 2018;17:80. DOI: 10.1186/s12938-018-0515-3.
21. Koga T, Morotomi-Yano K, Sakugawa T, Saitoh H, Yano K-I. Nanosecond pulsed electric fields induce extracellular release of chromosomal DNA and histone citrullination in neutrophil-differentiated HL-60 cells. *Scientific Reports*. 2019;9:8451. DOI: 10.1038/s41598-019-44817-9.
22. Rosazza C, Meglic SH, Zumbusch A, Rols M-P, Miklavcic D. Gene electrotransfer: a mechanistic perspective. *Current Gene Therapy*. 2016;16(2):98–129. DOI: 10.2174/1566523216666160331130040.
23. Johnson JL, Ellis BA, Munafò DB, Brzezinska AA, Catz SD. Gene transfer and expression in human neutrophils. The phox homology domain of p47^{phox} translocates to the plasma membrane but not to the membrane of mature phagosomes. *BMC Immunology*. 2006;7:28. DOI: 10.1186/1471-2172-7-28.
24. Kavalenka AI, Semenkova GN, Cherenkevich SN. Effects of hydrogen peroxide on neutrophil ability to generate reactive oxygen and chlorine species and to secrete myeloperoxidase *in vitro*. *Cell and Tissue Biology*. 2007;1(6):551–559. DOI: 10.1134/S1990519X07060120.
25. Starodubtseva MN, Kavalenka AI, Petrenyov DR, Cherenkevich SN. Effects of peroxynitrite on morphology and functions of neutrophils. In: Kozyrev D, Slutsky V, editors. *Handbook of free radicals: formation, types and effects*. [S. l.]: Nova Science Publishers; 2010. p. 479–503.
26. Khan P, Idrees D, Moxley MA, Corbett JA, Ahmad F, von Figura G, et al. Luminol-based chemiluminescent signals: clinical and non-clinical application and future uses. *Applied Biochemistry and Biotechnology*. 2014;173(2):333–355. DOI: 10.1007/s12010-014-0850-1.
27. Starodubtseva MN, Kavalenka AI, Yegorenkov NI, Petrenyov DR, Cherenkevich SN. Peroxynitrite regulates exocytosis of neutrophil granules. *Biochemistry (Moscow). Supplement Series A: Membrane and Cell Biology*. 2010;4(4):332–342. DOI: 10.1134/S1990747810040021.
28. Zeng F-G, Tran P, Richardson M, Sun S, Xu Y. Human sensation of transcranial electric stimulation. *Scientific Reports*. 2019;9:15247. DOI: 10.1038/s41598-019-51792-8.
29. Park RJ, Son H, Kim K, Kim S, Oh T. The effect of microcurrent electrical stimulation on the foot blood circulation and pain of diabetic neuropathy. *Journal of Physical Therapy Science*. 2011;23(3):515–518. DOI: 10.1589/jpts.23.515.
30. Vakulina EV, Maksimenko NV. Exact solutions of wave equations for particles with dipole polarizabilities in the field of a plane electromagnetic wave. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2019;1:12–18. Russian.
31. Yakovleva MA, Batrakov KG. Electromagnetic radiation absorption enhancement in graphene by diffraction grating. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;1:88–94. Russian.
32. Shuba MV, Yuko DI, Meisak DN, Sedelnikova OV, Kanygin MA, Okotrub AV. Influence of the screening effect on the frequency dependence of the electrical conductivity of a composite material based on carbon nanotubes. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;1:80–87. Russian.
33. Samtsov MP, Tarasov DS, Voropay ES, Lyashenko LS, Petrov PT, Nasek VM, et al. Photodynamic therapy using the photosensitizer based on tricarboyanine dye with polyethylene glycol on a model for tumor bearing laboratory animals. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2019;1:19–26. Russian.
34. Voropay ES, Samtsov MP, Lyashenko LS. Recording of fluorescence from the probes based on polymethine dyes in the tissues *in vivo*. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2017;1:28–33. Russian.

Статья поступила в редакцию 13.02.2020.
Received by editorial board 13.02.2020.

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

УДК 530.17,539.143

СПОНТАННЫЕ И ВЫНУЖДЕННЫЕ РАСПАДЫ АТОМНЫХ ЯДЕР, РЕАЛИЗУЮЩИЕСЯ В ДВА ЭТАПА

В. С. ОКУНЕВ¹⁾

¹⁾Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1, 105005, г. Москва, Россия

Основная цель работы – определение возможности кластерных распадов сверхтяжелых атомных ядер. Универсальность принципа подобия позволяет применить его для анализа неизученных физических процессов. Аналогии наблюдаются в вынужденных и спонтанных распадах атомных ядер. Показано, что в два этапа реализуются процессы, инициированные внешним воздействием: реакции фрагментации, вынужденное деление стабильных ядер, ударная радиоактивность. Ядерные реакции фрагментации и вынужденного деления стабильных изотопов свинца и висмута происходят под действием частиц (адронов) и легких атомных ядер с кинетической энергией более 10^8 эВ. Ударная радиоактивность наблюдается при столкновении макрообъектов, имеющих кристаллическую структуру, на скоростях не менее ~ 1 км/с. Также в два этапа реализуются некоторые радиоактивные распады атомных ядер, включая крайне редкие кластерные распады. На основе аналогий рассмотренных процессов сделаны осторожные прогнозы о возможности кластерных распадов ядер в широком диапазоне атомных масс.

Ключевые слова: аналогии; реакция фрагментации; радиоактивные распады; ударная радиоактивность; сверхтяжелые ядра.

Образец цитирования:

Окунев В.С. Спонтанные и вынужденные распады атомных ядер, реализующиеся в два этапа. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2020;3:122–135.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-122-135>

For citation:

Okunev V.S. Spontaneous and forced decay of atomic nuclei realized in two stages. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2020;3:122–135. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-122-135>

Автор:

Вячеслав Сергеевич Окунев – кандидат технических наук; доцент кафедры физики факультета фундаментальных наук научно-учебного комплекса «Фундаментальные науки».

Author:

Viacheslav S. Okunev, PhD (engineering); associate professor at the department of physics, faculty of fundamental sciences, scientific and educational complex «Fundamental Sciences».
okunevvs@bmsu.ru
<https://orcid.org/0000-0002-9885-9598>

SPONTANEOUS AND FORCED DECAY OF ATOMIC NUCLEI REALIZED IN TWO STAGES

V. S. OKUNEV^a

^a*Bauman Moscow State Technical University,
5 Second Baumanskaya Street, 1 building, Moscow 105005, Russia*

The main purpose of the work is to determine the possibility of cluster decays of superheavy atomic nuclei. The universality of the principle of similarity allows you to apply it to the analysis of not studied physical processes. Analogies are observed in forced and spontaneous decays of atomic nuclei. It is shown that in two stages, processes initiated by external influence are realized: fragmentation reactions, forced fission of stable nuclei, and impact radioactivity. Nuclear reactions of fragmentation and forced fission of stable isotopes of lead and bismuth are realized under the action of particles (hadrons) and light atomic nuclei with a kinetic energy of more than 10^8 eV. Shock radioactivity is observed in the collision of macroobjects having a crystalline structure at speeds of at least ~ 1 km/s. Also, in two stages, some radioactive decays of atomic nuclei are realized, including extremely rare cluster decays. Based on the analogies of the processes considered, some cautious predictions are made about the possibility of cluster decays of atomic nuclei in a wide range of atomic masses.

Keywords: analogies; fragmentation reaction; radioactive decays; shock radioactivity; superheavy nuclei.

Введение

Для изучения и исследования новых физических процессов и явлений широко используют принцип подобия и аналогии. В книге «Математические начала натуральной философии» (1687) И. Ньютон высказал идею подобия физических явлений, распространив на них геометрическое подобие, сформулировал теорему о подобии, ввел константы подобия. Строгое доказательство подобных явлений дал французский математик Ж. Бертран в 1848 г. [1, с. 80, 144].

Подобие строится на аналогиях. В самом общем случае рассматривают аналогию свойств и аналогию отношений. В научных исследованиях различают строгую и нестрогую аналогию отношений. Строгая аналогия широко применяется в математических моделях физических объектов (атомных ядер) и процессов (превращения ядер). Несмотря на то что в научных изысканиях чаще используется строгая аналогия, в исследовании неизвестных процессов лучше брать за основу нестрогую аналогию отношений, иначе физические процессы могут быть неразличимы, что не позволит выявить качественно новые процессы или явления.

Современная физика органически объединяет физику экспериментальную и теоретическую. И ядерная физика не исключение. Так как не все эксперименты практически выполнимы, теоретическая физика часто опережает экспериментальную. Выводы, сделанные автором, в ближайшем будущем вряд ли будут подтверждены экспериментально. В то же время они достаточно ясны, поскольку строятся на логической основе. Уместно заметить, что в древнегреческом языке слово *θεωρία* (рус. *теория*) имело значение 'созерцание'. Используемый автором «созерцательный» (полуфеноменологический) подход хорошо обоснован, отличается относительной простотой и наглядностью [2]. Он позволяет исследовать широкий круг явлений, включая кластерные распады сверхтяжелых ядер. При неосуществимости экспериментального моделирования и отсутствии адекватных комплексных теоретических моделей атомных ядер применение этого подхода дает большие предсказательные возможности в исследовании и понимании свойств некоторых процессов, в том числе ядерно-физических свойств сверхтяжелых нуклидов. Такой подход позволяет исключить сложные математические выкладки и использовать простой язык, понятный студентам вузов, завершающим изучение общей физики.

Известные факты

Общие черты ядерных реакций и процессов радиоактивного распада. Некоторые ядерно-физические процессы реализуются в два этапа [2–5]. В них (механизмах, продуктах взаимодействия или распада) явно проявляются и аналогия свойств, и аналогия отношений. В настоящей работе используется строгая и нестрогая аналогия отношений. Ядерные реакции характеризуются входными и выходными каналами. Два этапа ядерной реакции наиболее ярко проявляются в неупругих взаимодействиях адронов, реализующихся через образование составного ядра. Среднее время жизни составного ядра заметно превышает время его образования. По этой причине распадающееся составное ядро «не помнит»

о способе своего образования (входном канале реакции). Оно характеризуется лишь определенным числом нейтронов (N), протонов (Z) и энергией возбуждения (E^*). Процессы радиоактивного распада, протекающие спонтанно, подобны распаду составного ядра. Роль составного ядра играет исходное радиоактивное (материнское) ядро, которое также характеризуется определенными N , Z и E^* . Распад возможен и из основного энергетического состояния, т. е. при $E^* = 0$. Ядра, спонтанно распадающиеся из основного состояния, распадаются и из любого возбужденного состояния. Распад составного ядра и радиоактивность – процессы не тождественные. Однако в них наблюдаются некоторые сходства. Спонтанные радиоактивные распады отчасти подобны распадам составного ядра. Отсюда следует, что радиоактивные распады могут быть инициированы внешним воздействием. Основная задача такого воздействия – перевести ядро в возбужденное состояние любым доступным способом: от облучения какими-либо частицами до деформации, вызванной, например, взаимным кулоновским отталкиванием протонов сближающихся ядер, находящихся на расстоянии, превышающем радиус действия сил ядерного взаимодействия.

Распады атомных ядер могут быть обусловлены любым внешним воздействием, реализующимся за счет известных фундаментальных взаимодействий: ядерного (как проявления сильного), электромагнитного, слабого (слабого ядерного), гравитационного. Вследствие ядерного взаимодействия осуществляются ядерные реакции, вследствие электромагнитного – фотоядерные реакции. Кроме того, посредством электромагнитного взаимодействия (обычно за счет облучения γ -квантами) можно перевести ядро в возбужденное состояние. Возбуждение снимается испусканием γ -квантов, β -превращениями (изменением проекции изотопического спина одного из кварков в составе нуклона ядра) или распадом ядра на фрагменты. Слабое взаимодействие ведет к β -превращениям. Наконец, гравитационное взаимодействие в центральной части нейтронных звезд приводит к β -превращениям протонов в составе атомных ядер (посредством электронного захвата) и нейтронизации вещества. В работах [6–9] исследуется возможность ускорения радиоактивных распадов ядер в составе металлических и полуметаллических макрообъектов за счет столкновения макрообъектов на скоростях, явно недостаточных для преодоления кулоновского барьера между положительно заряженными ионами в составе кристаллической решетки.

Ряд спонтанных (радиоактивных) и вынужденных распадов атомных ядер реализуются в два этапа. В этапах этих процессов проявляется строгая аналогия.

Некоторые факты о стабильности и превращениях атомных ядер. 1. Отношение числа нейтронов к числу протонов в наиболее устойчивых атомных ядрах увеличивается с повышением массового числа A ($A = N + Z$). Это связано со взаимным кулоновским отталкиванием протонов и необходимостью дополнительных электрически нейтральных нуклонов для обеспечения целостности ядра за счет сил ядерного притяжения между нуклонами.

2. Стабильные атомные ядра расположены в узкой полосе на диаграмме $N - Z$. Полоса наиболее устойчивых, в том числе стабильных, ядер характеризуется условием равновесия сил ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий. Условию равновесия соответствует определенное отношение N/Z (назовем его оптимальным), полученное из полуэмпирической формулы Вайцеккера для энергии связи в приближении капельной модели ядра:

$$N/Z = 0,98 + 0,015A^{2/3}. \quad (1)$$

Соотношение (1) выполняется с точностью до четности N и Z в ядре, т. е. не учитывает эффект спаривания нейтронов (протонов). Оно характерно и для наиболее долгоживущих ядер – актинидов, транс- и суперактинидов [2; 4].

3. Спонтанная эволюция в природе направлена к «среднему», к золотой середине. Энергетически выгодны реакции синтеза (слияния) легких ядер в более тяжелые и деления (распада) тяжелых ядер на более легкие фрагменты.

Этапы приближения к золотой середине. Стремление тяжелого атомного ядра к наибольшей устойчивости (оптимальному отношению N/Z) может реализовываться в два этапа.

На первом этапе ядро стремится уменьшить массовое число, приближаясь к золотой середине ($A \approx 60$). Это происходит за счет испускания нескольких α -частиц или более тяжелого фрагмента ядра, состоящего, как правило, из нескольких α -частиц и, возможно, одного или нескольких нейтронов (фрагмента, имеющего α -кластерную структуру). Процесс не сопровождается оптимизацией отношения N/Z , т. е. стремлением к уравниванию сил в ядре. При этом в подавляющем большинстве случаев не наблюдается уход от полосы (1) наиболее устойчивых ядер.

На втором этапе «корректируется распад»: реализуется стремление к полосе наиболее устойчивых ядер, т. е. оптимизация отношения N/Z .

Процессы распада ядер, реализующиеся в два этапа. Известны спонтанные и вынужденные распады атомных ядер, реализующиеся в два этапа. Среди таковых – следующие процессы, инициированные внешним воздействием:

- вынужденное деление тяжелых стабильных ядер высокоэнергетическими адронами (неполное, или незавершенное, деление);
- реакция ядерной фрагментации;
- ударная радиоактивность (коллективные радиоактивные распады атомных ядер, инициированные внешним механическим воздействием).

Первые два процесса хорошо изучены. Они были известны к середине XX в., тогда как последний открыт недавно.

В два этапа реализуются и отдельные спонтанные процессы.

Например, некоторые ядра могут последовательно испустить несколько α -частиц (первый этап). Затем (второй этап) происходит цепочка β -превращений (для средних и тяжелых ядер) или деление (для сверхтяжелых ядер).

Кроме того, в два этапа реализуются кластерные радиоактивные распады. Их вероятность крайне мала, что затрудняет экспериментальное наблюдение. Кластерные распады удобно объединить в три группы:

- 1) кластерные распады средних нейтронно-дефицитных ядер;
- 2) кластерные распады тяжелых ядер, устойчивых к спонтанному делению;
- 3) кластерные распады сверхтяжелых атомных ядер, устойчивых к спонтанному делению.

Среди распадов первой группы известен всего лишь один распад: $^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{102}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$. Наиболее изучены распады второй группы. Известно почти 40 таких распадов. Отмечены двойные кластерные распады из возбужденного энергетического состояния. (Ядра ^{232}Th и ^{234}U из возбужденного состояния могут испустить сразу два кластера ^{24}Ne . Ядро ^{236}U из возбужденного состояния также может испустить два кластера – неон и магний [10].) Распады последней группы пока не наблюдались экспериментально. Рассмотрим эти процессы подробнее.

Процессы, инициированные внешним воздействием

Вынужденное деление тяжелых стабильных ядер высокоэнергетическими адронами. Первые практические результаты по проблеме вынужденного деления висмута, свинца, таллия, платины и тантала были опубликованы в 1947–1949 гг. [11–13]. При делении этих стабильных нуклидов высокоэнергетическими частицами – нейтронами с кинетической энергией до 100 МэВ, дейтронами и ионами гелия с энергией до 200 и 400 МэВ соответственно – практически не наблюдается асимметричного деления [11]. В то же время относительно велик (по сравнению с делением урана) выход легких ядер и образование стабильных нуклидов – осколков деления. Получено, что деление происходит при высоких энергиях возбуждения ядер, ему предшествует «испарение» большого числа нейтронов (10–12) возбужденными ядрами [13]. Из испарившихся нейтронов образуются новые легкие ядра [7]. Установлено, что стабильные ядра висмута (^{209}Bi) делятся дейтронами с кинетической энергией не менее 50 МэВ, а стабильные ядра свинца, таллия, платины и тантала – дейтронами с энергией 200 МэВ и нейтронами с энергией 100 МэВ [11].

Ядра дейтерия, разогнанные до энергии 190 МэВ, способны разделить стабильный изотоп висмута с образованием ^{199}Po в возбужденном состоянии и 12 нейтронов [13]. (В этом заключается основное отличие вынужденного деления стабильных ядер от спонтанного или вынужденного деления ядер урана.) Затем почти симметрично делится полоний-199 (максимальный выход осколков при таком делении соответствует массовому числу $A \approx 100$). Отношение числа нейтронов к числу протонов у осколков деления приблизительно такое же, как у разделившегося полония [13].

Более поздние исследования вынужденного деления стабильных нуклидов золота, таллия, свинца и висмута подтверждают образование двух приблизительно одинаковых по массе осколков, т. е. деление симметрично [14].

Возможны два сценария (механизма) реакции деления тяжелых стабильных ядер высокоэнергетическими адронами.

Сценарий 1. Процесс реализуется в два этапа. Сначала испускается ядерный кластер (в том числе более тяжелый, чем α -частица). Данный этап получил название неполного, или незавершенного, деления. На этом процесс может завершиться. Однако если энергия возбуждения тяжелого дочернего ядра велика, то обычно происходит его деление. Как правило, оно симметрично.

Сценарий 2. При высокой энергии налетающего на ядро адрона возможно деление тяжелых стабильных ядер. Наиболее вероятно симметричное деление.

Особенности вынужденного деления тяжелых стабильных и радиоактивных ядер при больших энергиях возбуждения представлены в работе [15].

Вынужденное деление стабильных ядер можно считать частным случаем ядерной фрагментации.

Реакции ядерной фрагментации и мультифрагментации. Реакция ядерной фрагментации (испускание легких медленных ядер при столкновении частиц высокой энергии с веществом) открыта в ходе исследований взаимодействия космических лучей с веществом, проводимых в СССР (И. И. Гуревич и др.) и Германии (Э. Шоппер) в конце 1930-х гг. [16; 17]. Позднее, в 1950-х гг. (О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов), это явление было обнаружено при облучении мишеней протонами с кинетической энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт [16; 18].

Открытию реакции ядерной фрагментации предшествовало создание математической модели. К 1947 г. была предложена каскадно-испарительная модель, предполагающая и описывающая развитие каскада соударений нуклонов при попадании в атомное ядро высокоэнергетической частицы [18].

В начале 1980-х гг. на ускорителе *Bevalac* (Национальная лаборатория имени Лоуренса в Беркли, США) при облучении мишеней (золото и др.) ядрами углерода (250 МэВ на 1 нуклон) шведским физиком Б. Якобсоном было обнаружено множественное испускание ядрами фрагментов промежуточной массы (ядер с зарядом более 2, по существу, легких фрагментов кластерных распадов). Под мультифрагментацией понимают процесс распада горячего ядра с испусканием нуклонов, α -частиц и фрагментов промежуточной массы (строго говоря, распада на большее, чем при фрагментации, число фрагментов (2), каждый из которых, как правило, содержит более двух нуклонов). Горячим называют ядро, находящееся в сильно возбужденном состоянии (около 500 МэВ для ядер с массовым числом $A = 150$), при котором и происходит мультифрагментация [16]. В работе [16] представлены ориентировочные значения температур и энергии возбуждения атомных ядер, при которых наблюдаются разные виды распадов этих ядер.

Процессы фрагментации и мультифрагментации сходны и различаются лишь числом новых ядер, рождающихся при столкновении частиц высоких энергий с атомными ядрами. Переход от фрагментации к мультифрагментации реализуется при повышении энергии сталкивающихся объектов [19].

В реакциях ядерной фрагментации и мультифрагментации имеет место эффект, подобный неполному (незавершенному) вынужденному делению стабильных ядер.

Ударная радиоактивность. Недавно было открыто новое физическое явление, подтвержденное экспериментально, – коллективные радиоактивные распады атомных ядер, инициированные внешним механическим воздействием, или, проще говоря, ударная радиоактивность [6–9].

Процесс отчасти подобен вынужденному делению тяжелых стабильных ядер. Ударная радиоактивность реализуется при столкновении металлических макрообъектов на высоких скоростях (около 1 км/с). В то же время скорость сближения атомных ядер недостаточна для преодоления кулоновского барьера и осуществления ядерных реакций. Расстояние между сближающимися ядрами превышает радиус действия ядерных сил. Ударная радиоактивность наблюдается, например, при столкновении висмутового ударника со стальной преградой [8; 9].

Одним из условий ядерного взаимодействия нуклидов является преодоление кулоновского барьера U_C , препятствующего их сближению. При столкновении двух ядер ^{209}Bi простейшая оценка дает $U_C \approx 1106$ МэВ, ядер ^{56}Fe и ^{209}Bi – 434 МэВ. Механическим столкновением макрообъектов такой барьер преодолеть сложно. Если кулоновский барьер не будет преодолен, то ядерные превращения также возможны, хотя расстояние между объектами заметно больше радиуса действия ядерных сил r_S (около 10 фм, в теории Юкавы $r_S \approx 1,4$ фм). Это может произойти, во-первых, за счет туннельного эффекта, вероятность которого для больших объектов (ядер ^{209}Bi) крайне мала, а во-вторых, за счет сил электромагнитного взаимодействия между протонами сталкивающихся ядер, деформирующих эти ядра (в первую очередь деформируется протонный радиус, точнее, протонный размер изначально несферического ядра ^{209}Bi). Вероятность последнего события относительно велика ввиду наличия большого числа протонов в сталкивающихся ядрах и бесконечного радиуса действия сил электромагнитного взаимодействия. В данном случае минимальное расстояние между ядрами r_{ab} (на которое они сблизятся (рис. 1)) может заметно превышать r_S . Именно в этот момент взаимное кулоновское отталкивание положительно заряженных ионов (или ядер) в составе кристаллической решетки макрообъектов приведет к инерциальному взрыву металла.

На рис. 1 схематически изображены потенциалы электромагнитного (в данном случае – кулоновского) U_{E-M} и ядерного U_S взаимодействий двух объектов (ядер) в зависимости от расстояния r между ними (по причине разной интенсивности ядерного и электромагнитного взаимодействий U_{E-M} и U_S даны в разных масштабах). Потенциал ядерного взаимодействия по форме близок к потенциалу Юкавы. Одно из ядер (a) покоится и расположено в начале координат, другое (b) налетает на него из области

$r \rightarrow \infty$. Суммарный потенциал $U = U_{E-M} + U_S$. При этом $U > 0$ соответствует взаимному отталкиванию ядер, $U < 0$ – притяжению. В области расстояний $r \approx r_S$ и $r > r_S$ на рис. 1 заметен относительно небольшой локальный максимум $U(r)$. Это и есть кулоновский барьер U_C .

Рассмотрим механизм ударной радиоактивности. Предположим, что кулоновский барьер не преодолен, $r_{ab} > r_S$ (см. рис. 1). Причины (способы) деформации атомных ядер могут быть различными. Наиболее изученный способ – перевод ядра из основного в возбужденное энергетическое состояние посредством облучения его адронами, γ -квантами или другими частицами. Предположительно, деформация атомных ядер возможна при внешних воздействиях (высокая температура, давление и пр.). К деформации ядер могут привести механические столкновения макрообъектов, состоящих из большого числа атомов (и, соответственно, атомных ядер), на высоких скоростях. Так, высокоскоростные столкновения макрообъектов, содержащих обедненный уран, ведут к деформации ядер ^{238}U и значительному (на порядки)

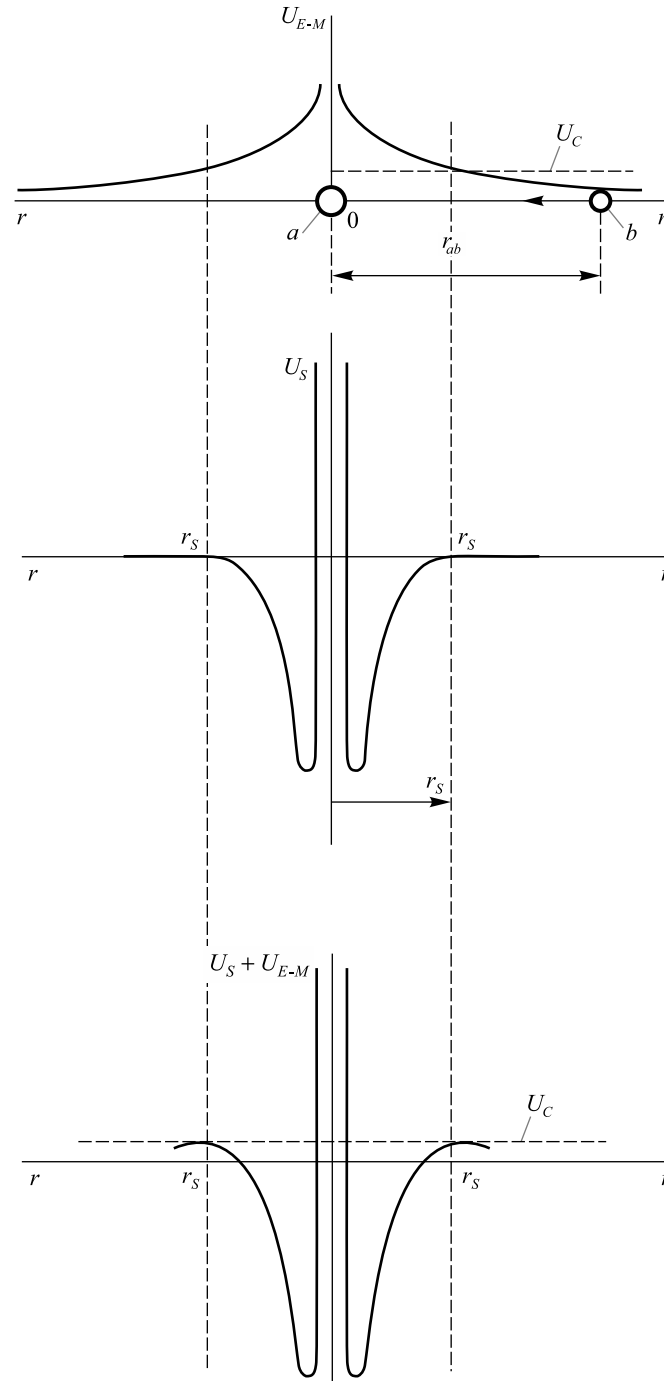


Рис. 1. Потенциалы кулоновского и ядерного взаимодействий (схема)

Fig. 1. Potentials of Coulomb and nuclear interactions (diagram)

уменьшению периода полураспада $T_{1/2}$ (в том числе для спонтанного деления) с инициацией продуктами распада ядерных реакций [7]. Не важна причина деформации ядра, важно, что ядро находится в деформированном состоянии по отношению к основному энергетическому состоянию. В ядерных реакциях, протекающих через образование составного ядра, последнее «не помнит» о способе своего образования, т. е. процесс его распада значительно дольше процесса образования. Можно предположить, что деформированное по отношению к основному энергетическому состоянию ядро «не помнит» о способе деформации. Любая деформация атомного ядра, независимо от обусловивших ее причин, ведет к изменению спина и собственного квадрупольного электрического момента Q , может вызвать разрушение оболочечной структуры ядра и изменение расположения энергетических уровней. Как следствие, уменьшается устойчивость ядра (в том числе период полураспада $T_{1/2}$). Вероятность того или иного канала распада зависит не от способа деформации, а от формы деформированного ядра.

Рассмотрим кластерный распад, обусловленный механическим столкновением макрообъектов (висмута и стали). Ядро ^{209}Bi характеризуется магическим числом нейтронов $N = 126$, значит, $Q(N) = 0$. Число протонов $Z = 83$ (не магическое), $Q(Z) \neq 0$. Нейтронная материя в ядре ^{209}Bi «стремится» образовать шар, протонная – деформировать его. В результате действия ядерных сил взаимного притяжения нуклонов ядро, находящееся даже в основном энергетическом состоянии, деформировано, а нейтронный и протонный радиусы (вернее, размеры, поскольку форма ядра не сферическая) различны. При сближении и последующем столкновении макрообъектов, один из которых (или оба) содержит висмут, на расстояниях $r > r_s$ проявляется электромагнитное взаимодействие с бесконечным радиусом. В отличие от протонов нейтроны не имеют электрического заряда и в меньшей степени участвуют в электромагнитном взаимодействии. По этой причине ядерная материя, содержащая протоны, деформируется в гораздо большей мере. В ядре ^{209}Bi $N - Z = 43$. В центральной части ядра обычно $N \approx Z$, периферийная часть перегружена нейтронами. В результате протонный и нейтронный радиусы (размеры) ядра различны. Взаимное кулоновское отталкивание протонов соседних ядер при их сближении ведет к деформации этих ядер. Процесс носит коллективный (групповой) характер: во взаимодействии участвует сразу множество ядер.

Итак, при механическом столкновении макрообъектов вследствие электромагнитного взаимодействия в гораздо большей степени деформируется протонный радиус (размер) ядра. В результате в деформированном ядре (особенно если эта деформация ведет к еще большему отклонению от сферической формы) вблизи поверхности на короткое время (определяемое характерным временем ядерного взаимодействия $\tau_s \approx 10^{-23} - 10^{-22}$ с) образуется нейтронное облако – область (или области), где $N/Z \gg 1$. При этом немного повышаются вероятность приближения оставшихся атомных электронов к протонам ядра и вероятность захвата атомного электрона протоном ядра. Нейтроны этой области связаны между собой и с центральной частью ядра силами ядерного притяжения, но меньшими, чем в центральной части ядра.

В момент времени, предшествующий вылету квазисвободных нейтронов из ядра, это нейтронное облако как бы образует неустойчивое нейтронное ядро – квазиядро, представляющее собой группу нейтронов, удерживаемую силами взаимного ядерного притяжения этих нейтронов и тяжелого фрагмента, оставшегося от ^{209}Bi . Для существования такого квазиядра в свободном состоянии, т. е. для трансмутации его в нормальное атомное ядро, необходим и энергетически выгоден переход части нейтронов в протоны посредством изменения проекции изотопического спина одного из d -кварков в составе нескольких нейтронов. Процесс реализуется за счет энергии симметрии ядра – тенденции к стабильности ядер с одинаковым числом нейтронов и протонов. При вынужденном делении свинца и висмута авторы работ [12; 14] говорят об испарении 10–12 нейтронов. Если число квазисвободных нейтронов равно 11, то трансмутация 5 нейтронов в протоны соответствует образованию ядра ^{11}B , 6 нейтронов – ^{11}C (сразу распадающегося в ^{11}B) вблизи тяжелого фрагмента, оставшегося от ^{209}Bi . (Поскольку среди квазисвободных нейтронов в квазиядре могут присутствовать несколько протонов, таких переходов может быть меньше 5.) Оставшийся от ядра ^{209}Bi тяжелый кластер (^{198}Bi) распадается посредством слабого взаимодействия в ^{198}Pt . Окончательно получаем $^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{198}\text{Pt} + ^{11}\text{B}$, где исходное ядро и продукты его распада стабильны. Возможно испускание ядром квазисвободных нейтронов. Эти нейтроны могут инициировать ядерные реакции.

Представленная на рис. 2 схема в первом приближении поясняет механизм столкновения двух изначально деформированных ядер, при котором область квазисвободных нейтронов максимальна. Процесс носит коллективный (групповой) характер: во взаимодействии участвует сразу множество ядер. Для иллюстрации на рис. 2 изображены только два ядра. Такая симметричность деформации наблюдается при наличии большого количества соседних ядер, не показанных на рис. 2, и лишь при центральных столкновениях, причем если ядра одинаково ориентированы вдоль одной прямой. Также необходимо заметить, что расстояние между соседними ядрами значительно превышает характерные размеры ядер.

По этим причинам точно изобразить картину взаимодействия практически невозможно. На рис. 2, а, показан случай, когда ядра расположены на большом расстоянии ($r_{ab} \gg r_s$) и силы электромагнитного взаимодействия еще не деформируют протонную материю в ядрах. Рисунок 2, б, отражает деформирование протонной материи при дальнейшем сближении ядер. При этом расстояние между ними все еще заметно больше радиуса действия сил ядерного взаимодействия. В качестве одного из ядер может выступать железо. Деформированная протонная материя в составе ядра посредством сил ядерного притяжения быстро (за время $\sim \tau_s$) увлекает за собой нейтронную материю. В результате ядро деформируется.

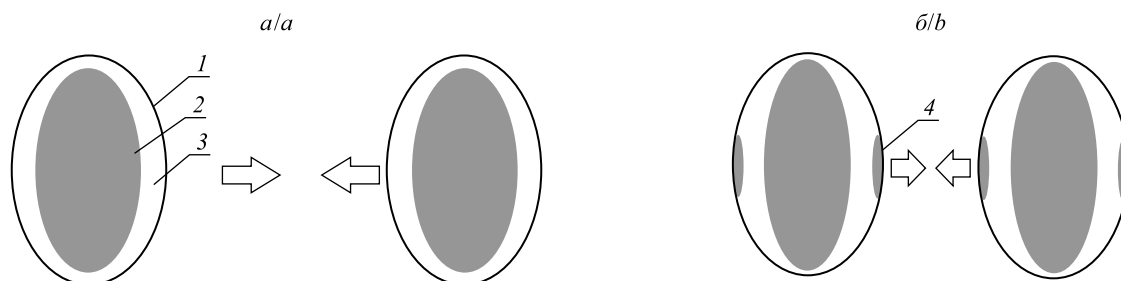


Рис. 2. Механизм столкновения двух деформированных ядер ^{209}Bi , при котором область квазисвободных нейтронов максимальна: 1 – внешняя граница ядра (расстояние от центра ядра до точек, где плотность ядерной материи уменьшается в 2 раза); 2 – центральная область ядра ($N \approx Z$); 3 – периферийная область ядра ($N > Z$); 4 – область квазисвободных нейтронов ($N \gg Z$)

Fig. 2. The mechanism of collision of two deformed ^{209}Bi nuclei, in which the region of quasi-free neutrons is maximal: 1 – outer boundary of the nucleus (the distance from the center of the nucleus to the points where the density of nuclear matter decreases by a factor of 2); 2 – central region of the nucleus ($N \approx Z$); 3 – peripheral region of the nucleus ($N > Z$); 4 – the region of quasi-free neutrons ($N \gg Z$)

Деформированная форма ядра соответствует форме этого же ядра, находящегося в возбужденном состоянии. В процессе сближения форма ядер продолжает изменяться, причем дискретно. Возбуждение снимается испусканием γ -квантов или фрагментов ядра (в том числе ядерных кластеров), включая деление. Это происходит и в результате ударной радиоактивности.

Как и при вынужденном делении тяжелых стабильных ядер, возможны два сценария (механизма) реакции, подобные описанным выше, и два механизма образования легкого кластера в результате ударной радиоактивности, вызванной столкновением макрообъектов. Здесь наблюдается строгая аналогия.

Механизм 1. Кластер образуется из квазисвободных нейтронов, расположенных вблизи поверхности деформированного ядра. За счет энергии симметрии часть квазисвободных нейтронов переходит в протоны (β^- -превращения). Образуется и испускается кластер.

Механизм 2. Легкий и тяжелый кластеры представляют собой фрагменты деформированного электромагнитным полем материнского ядра.

Процесс может завершиться распадом ядер в составе макрообъектов на кластеры. Это соответствует незавершенному делению. Если тяжелый кластер находится в возбужденном состоянии, возбуждение снимается испусканием γ -квантов или ядерных фрагментов, включая деление. Наконец, при высоких скоростях столкновения макрообъектов возможно деление сильно деформированного материнского ядра (без испускания кластеров). Процесс подобен ядерной фрагментации или вынужденному делению стабильных ядер высокоэнергетическими адронами.

При более высоких скоростях столкновения макрообъектов, содержащих висмут, можно ожидать последующего распада тяжелого кластера ^{198}Pt или ^{198}Bi , находящегося в возбужденном состоянии, т. е. перехода кластерного распада в деление ядра. В этом случае следует говорить о вынужденном делении ^{209}Bi , инициированном механическим столкновением макрообъектов. (Согласно каплевой модели ядра спонтанное деление ^{209}Bi энергетически выгодно, но ему препятствует энергетический барьер.)

Стоит отметить, что экспериментальные данные по ударной радиоактивности пока официально не подтверждены независимыми исследователями.

Спонтанные процессы

Кластерные распады средних нейтронно-дефицитных ядер. Хорошо изучены кластерные радиоактивные распады бария-114 (среднего по массе нейтронно-дефицитного ядра) и тяжелых ядер, устойчивых к спонтанному делению. Распад бария реализуется по схеме $^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{102}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$. Вероятность кластерного распада бария по отношению к основной моде распада (электронный захват) составляет около $3 \cdot 10^{-5}$ [20–22].

Кластерный распад нейтронно-дефицитного бария-114 происходит практически вдоль протонной границы стабильности, лишь незначительно приближая его к оптимальному отношению N/Z . Подобное явление должно наблюдаться для других относительно легких нейтронно-дефицитных ядер.

Механизм кластерного распада нейтронно-дефицитных ядер, более легких, чем свинец, принципиально не отличается от механизма кластерных распадов тяжелых ядер с близким к оптимальному отношению N/Z . Легкий кластер (^{12}C) состоит из трех α -частиц и не перегружен нейтронами (по причине дефицита нейтронов в материнском ядре). Дефицит нейтронов в тяжелом кластере (^{102}Sn) несколько меньше, чем в материнском ядре. Тяжелый кластер испытывает четыре последовательных электронных захвата, приближаясь к оптимальному отношению N/Z .

Кластерный распад реализуется практически вдоль протонной границы стабильности в сторону уменьшения массового числа. Затем в тяжелом радиоактивном кластере происходят четыре последовательных β -превращения протона в нейтрон с сохранением массового числа. Кластерный распад подобных ядер приводит не просто к оптимизации отношения N/Z , но и к уменьшению массового числа, т. е. к реализации другого фактора стабилизации, обусловленного увеличением средней удельной энергии связи для средних ядер. Тем самым реализуется «обход» (на диаграмме $N - Z$) стабильных, но относительно тяжелых ядер.

Подобное явление можно ожидать, например, при распаде нейтронно-дефицитного радия-208: $^{208}\text{Ra} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{196}\text{Pb}$ (с точностью до ± 2 нуклона) [3; 5].

Кластерные распады тяжелых ядер, устойчивых к спонтанному делению. В табл. 1 представлены каналы известных кластерных распадов и их вероятность p по отношению к основной моде распада. Особенности этих кластерных распадов хорошо изучены.

Таблица 1

Известные кластерные распады

Table 1

Known cluster decays

Распад	p	Распад	p
$^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{102}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$	$^{234}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1 \cdot 10^{-14}$
$^{221}\text{Fr} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{14}\text{C}$	$8,14 \cdot 10^{-13}$	$^{234}\text{U} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$9 \cdot 10^{-14}$
$^{221}\text{Ra} \rightarrow ^{207}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$1 \cdot 10^{-12}$	$^{234}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{26}\text{Ne}$	Нет данных
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$3,07 \cdot 10^{-10}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{211}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$8 \cdot 10^{-12}$
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{209}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$8,5 \cdot 10^{-10}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{25}\text{Ne}$	Нет данных
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$6,1 \cdot 10^{-10}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1,8 \cdot 10^{-12}$
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{29}\text{Mg}$	Нет данных
$^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{211}\text{Bi} + ^{14}\text{C}$	$6 \cdot 10^{-12}$	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{212}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$9 \cdot 10^{-12}$
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{20}\text{O}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{26}\text{Ne}$	Нет данных
$^{228}\text{Th} \rightarrow \text{Hg} + \text{Ne}$	Нет данных	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$2 \cdot 10^{-13}$
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{24}\text{Ne}$	$5,6 \cdot 10^{-13}$	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{30}\text{Mg}$	Нет данных
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{F}$	$9,97 \cdot 10^{-15}$	$^{237}\text{Np} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{30}\text{Mg}$	$1,8 \cdot 10^{-14}$
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{24}\text{Ne}$	$1,34 \cdot 10^{-11}$	$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{28}\text{Mg}$	$2 \cdot 10^{-14}$
$^{230}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{22}\text{Ne}$	$4,8 \cdot 10^{-14}$	$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{32}\text{Si}$	$1,38 \cdot 10^{-16}$
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{28}\text{Mg}$	$5,62 \cdot 10^{-17}$
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{204}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1,18 \cdot 10^{-13}$	$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{30}\text{Mg}$	Нет данных
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{209}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$7 \cdot 10^{-13}$	$^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{34}\text{Si}$	$6 \cdot 10^{-15}$
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{25}\text{Ne}$	Нет данных	$^{241}\text{Am} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{34}\text{Si}$	$2,6 \cdot 10^{-13}$
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{205}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1,3 \cdot 10^{-15}$	$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{34}\text{Si}$	$1 \cdot 10^{-16}$

Примечание. Составлено по данным [10; 20–22].

Процессы реализуются в два этапа. Рассмотрим, например, кластерный распад франция-221. На первом этапе происходит непосредственно кластерный распад $^{221}\text{Fr} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{14}\text{C}$. Продукты распада радиоактивны и на втором этапе сами распадаются:

$$^{207}\text{Tl} (\text{спин } 1/2, \text{ четность } +1, T_{1/2} = 4,77 \text{ мин}, p = 1) \rightarrow ^{207}\text{Pb} (\text{стабилен}) + e + \bar{\nu}_e,$$

$$^{14}\text{C} (\text{спин } 0, \text{ четность } +1, T_{1/2} = 5,7 \text{ тыс. лет}, p = 1) \rightarrow ^{14}\text{N} (\text{стабилен}) + e + \bar{\nu}_e.$$

Вместо кластерного распада на первом этапе может реализоваться цепочка α -распадов франция-221 (что более вероятно):

$$^{221}\text{Fr} \rightarrow ^{217}\text{At} + ^4\text{He},$$

$$^{217}\text{At} \rightarrow ^{213}\text{Bi} + ^4\text{He},$$

$$^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{209}\text{Tl} + ^4\text{He} (\text{распад затруднен, его вероятность мала}),$$

$$^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{213}\text{Po} + e + \bar{\nu}_e (\text{основной канал}),$$

$$^{213}\text{Po} (\text{спин } 9/2, \text{ четность } -1, T_{1/2} = 3,708 \text{ мкс}, p = 1) \rightarrow ^{209}\text{Pb} + ^4\text{He},$$

$$^{209}\text{Pb} (\text{спин } 9/2, \text{ четность } +1, T_{1/2} = 3,234 \text{ ч}, p = 1) \rightarrow ^{209}\text{Bi} (\text{стабилен}) + e + \bar{\nu}_e.$$

Этот и другие примеры показывают, что кластерный распад возможен, если хотя бы один распад в цепочке α -распадов затруднен по каким-либо причинам. Распад нуклидов, в которых силы ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий не уравновешены, реализуется на фоне β -превращений.

В табл. 2 представлены некоторые характеристики распадов (спин, пространственная четность, вероятность, период полураспада) франция-221 и дочерних продуктов его распада.

Таблица 2

Каналы распада ^{221}Fr

Table 2

Decay channels of ^{221}Fr

Нуклид	Спин	Четность	Основной канал распада (p ; $T_{1/2}$)	Прочие каналы распада (p)
^{221}Fr	5/2	-1	α (~1; 4,801 мин)	β^- ($4,815 \cdot 10^{-5}$); ^{14}C ($8,8 \cdot 10^{-13}$)
^{217}At	9/2	-1	α (~1; 32,62 мс)	β^- ($8,2 \cdot 10^{-5}$)
^{213}Bi	9/2	-1	β^- (0,979 1; 45,61 мин)	α ($2,093 \cdot 10^{-2}$)

Примечание. Составлено по данным [22].

Кластерные распады сверхтяжелых атомных ядер, устойчивых к спонтанному делению. Сверхтяжелые ядра (трансактиниды, т. е. ядра с зарядом более 103) при условии равновесия сил ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий либо спонтанно делятся, либо испускают несколько α -частиц (каскад α -частиц). Спонтанное деление трансактинидов подобно делению тяжелых ядер. Образующиеся осколки деления – новые атомные ядра – преимущественно характеризуются магическими или околomagическими числами протонов и нейтронов. Нельзя исключить тройное деление.

Наиболее устойчивые к спонтанному делению сверхтяжелые атомные ядра последовательно испускают несколько α -частиц. Как только сверхтяжелое ядро – продукт α -распадов – перейдет в область неустойчивости к спонтанному делению, оно делится. Таким образом, процесс реализуется в два этапа. Сначала (первый этап) происходит последовательное испускание нескольких α -частиц, переводящее сверхтяжелое ядро в область неустойчивости к спонтанному делению. Затем (второй этап) ядро делится [3; 23]. Несколько α -частиц могут испускаться в составе кластера.

Это означает, что процесс подобен описанным выше вынужденному делению тяжелых ядер и ударной радиоактивности.

Можно предположить возможность следующих кластерных распадов известных нейтронно-дефицитных сверхтяжелых атомных ядер:

$$^{294}\text{Og} \rightarrow ^{282}\text{Cn} + ^{12}\text{C},$$

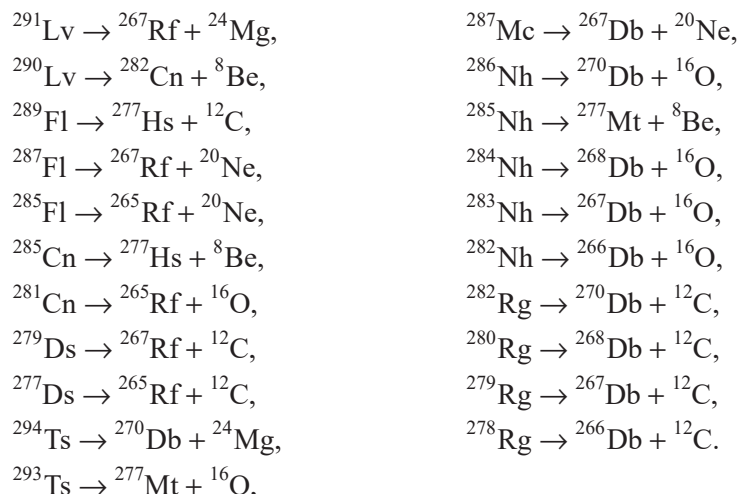
$$^{293}\text{Lv} \rightarrow ^{277}\text{Hs} + ^{16}\text{O},$$

$$^{292}\text{Lv} \rightarrow ^{284}\text{Cn} + ^8\text{Be},$$

$$^{290}\text{Mc} \rightarrow ^{270}\text{Db} + ^{20}\text{Ne},$$

$$^{289}\text{Mc} \rightarrow ^{277}\text{Mt} + ^{12}\text{C},$$

$$^{288}\text{Mc} \rightarrow ^{268}\text{Db} + ^{20}\text{Ne},$$



Тяжелые кластеры распадов спонтанно делятся, легкий кластер ${}^8\text{Be}$ распадается на две α -частицы, все остальные легкие кластеры стабильны. Возможны и другие распады с испусканием ${}^8\text{Be}$.

Как отмечалось ранее, кластерные распады и α -распады нуклидов, в которых силы ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий не уравновешены, реализуются на фоне β -превращений. Все экспериментально полученные к настоящему времени сверхтяжелые ядра характеризуются дефицитом нейтронов. Значит, их кластерные распады и α -распады должны наблюдаться на фоне β^+ -превращений. Для тяжелых ядер среди β^+ -превращений преобладает электронный захват. Позитронный распад практически не реализуется.

Для сверхтяжелых нуклидов релятивистское увеличение массы атомных электронов и, как следствие, приближение электронного облака к ядру должны существенно повышать вероятность электронного захвата и цепочек электронных захватов. Таким образом, в области нейтронно-дефицитных сверхтяжелых нуклидов должна увеличиваться вероятность кластерных распадов на фоне β^+ -превращений.

Итак, для α -активных сверхтяжелых ядер возможны распады, реализующиеся в два этапа. Сначала происходит последовательное испускание нескольких α -частиц или одного более тяжелого кластера (приблизительно равного по массе всем испускаемым α -частицам), затем тяжелое дочернее ядро спонтанно делится.

Кластерные распады сверхтяжелых α -активных ядер, устойчивых к спонтанному делению, по сценарию подобны (однако механизмы различны) реакции деления висмута-209 высокоэнергетическими адронами. Сначала материнское ядро испускает легкий кластер, хотя наиболее вероятен каскад α -частиц. (При вынужденном делении висмута легкий кластер может формироваться из отдельных испустившихся нуклонов, удерживаемых ядерными силами вблизи материнского ядра. Это соответствует незавершенному делению висмута.) Оставшийся от ядра тяжелый радиоактивный кластер, находящийся в высоковозбужденном состоянии и устойчивый к α -распаду, спонтанно делится. Затем следует приближение продуктов распада к области стабильных ядер.

Диапазон атомных масс ядер, спонтанно испускающих кластеры. Кластерные распады нейтронно-дефицитных тяжелых и сверхтяжелых нуклидов не должны принципиально отличаться от распада бария-114. Разница лишь в том, что тяжелые кластеры распадов сверхтяжелых ядер спонтанно делятся.

Распады средних ядер реализуются на фоне β^+ -превращений (главным образом электронного захвата) при слабо выраженной α -активности. Для тяжелых и особенно сверхтяжелых нуклидов вероятность электронного захвата должна существенно возрастать по причине релятивистского эффекта увеличения массы атомных электронов. В этом случае конкурируют три процесса. Наиболее вероятный из них – α -распад, менее вероятен электронный захват (по причине относительно большого характерного времени слабых взаимодействий) и еще менее вероятен кластерный распад. Однако по мере приближения к протонной границе стабильности вероятность кластерного распада может заметно увеличиться, а α -распада – уменьшиться.

Для средних атомных ядер можно с большей вероятностью ожидать появления кластера более легкого, чем углерод-12. Самыми легкими ядрами, спонтанно испускающими кластеры, могут оказаться, например, нейтронно-дефицитные изотопы цинка, галлия и германия, а самыми тяжелыми – суперактиниды. К суперактинидам относят переходный ряд элементов с зарядом в диапазоне от 122 до 157, не имеющих аналогов в классической таблице Менделеева, с магическим или околomagическим числом протонов 126, а также оптимальным или близким к оптимальному отношением N/Z либо дефицитом

нейтронов. Конечно, вероятность кластерного распада нейтронно-дефицитных β^+ -активных и протонно-активных изотопов Zn, Ga и Ge близка к 0. В то же время в непосредственной близости к протонной границе стабильности расположен небольшой островок α -активных (значит, относительно устойчивых, «склонных» к кластерному распаду) ядер с $Z = 51-55$, $N = 53-59$ и $N = 65$. Это самые легкие α -активные нуклиды в области $A > 60$ (массовое число $A \approx 60$ соответствует максимальной средней удельной энергии связи). Например, вероятность α -распада для β^+ -активных атомных ядер ^{107}Te , ^{108}Te , ^{109}Te , ^{110}I и ^{110}Xe составляет 70,0; 49,4; 3,9; 17,4 и 64,0 % соответственно [22]. Со значительно меньшей вероятностью α -распад реализуется для ^{104}Sb (?), ^{105}Te , ^{108}I , ^{110}Te , ^{111}I , ^{111}Xe , ^{112}I , ^{112}Xe , ^{113}I , ^{113}Xe , ^{114}Cs , ^{120}Cs [4].

Кластерные распады нейтронно-избыточных ядер гораздо менее вероятны (хотя для сверхтяжелых нуклидов не запрещены законами сохранения), поскольку отдаляют ядро от оптимального отношения N/Z . По этой причине такие процессы экспериментально не наблюдаются. В то же время необходимо заметить, что принципиальные различия между кластерными распадами тяжелых, средних нейтронно-дефицитных нуклидов и ядер с близким к оптимальному отношению N/Z отсутствуют. По крайней мере, несущественных различий гораздо меньше, чем сходных черт.

Заключение и выводы

Поиск подобия и аналогий в механизмах и сценариях реализации принципиально разных ядерно-физических процессов позволяет сделать некоторые прогнозы, касающиеся пока неизвестных или неисследованных процессов. Так, анализ вынужденных и спонтанных распадов атомных ядер, реализующихся в два этапа, дает возможность делать прогнозы о новых, еще не открытых кластерных распадах, включая распады сверхтяжелых ядер.

Можно предположить, что существует гораздо большее число ядер, испытывающих кластерную радиоактивность, чем известно. Такие ядра могут находиться в разных областях диаграммы $N - Z$. В области средних ядер они расположены под кривой равновесия сил в ядре и характеризуются дефицитом нейтронов. Эти нуклиды также присутствуют в области α -активных тяжелых и сверхтяжелых ядер, обладающих повышенной устойчивостью. Кластерная радиоактивность должна быть характерной для широкого диапазона атомных ядер – от нейтронно-дефицитных изотопов сурьмы, теллура, йода, ксенона и цезия до суперактинидов, не испытывающих дефицита протонов [3]. Она охватывает относительно большие области диаграммы $N - Z$.

Для тяжелых атомных ядер кластерные распады крайне редко наблюдаются на фоне спонтанного деления, несколько чаще – на фоне α -распадов или β -превращений. Кластерная радиоактивность характерна для ядер, последовательно испускающих α -частицы (каскады α -частиц) при определенных «трудностях» в испускании одной из α -частиц каскада (обычно первой).

Легкий продукт кластерного распада всегда имеет α -кластерную структуру, что придает ему повышенную устойчивость. Число α -частиц в составе легкого кластера, как правило, равно числу α -частиц, которые могли бы испуститься в виде каскада.

Кластерные распады реализуются и для нейтронно-дефицитных ядер, и для ядер с оптимальным или близким к оптимальному отношению N/Z . Различие состоит в том, что для нейтронно-дефицитных нуклидов кластерный распад протекает на фоне цепочки электронных захватов, вероятность которых должна значительно повышаться для сверхтяжелых ядер по причине релятивистского увеличения массы атомных электронов и их приближения к ядру. В то же время процесс захвата атомного электрона протоном ядра крайне медленный, поскольку осуществляется за счет слабого ядерного взаимодействия.

Если радиоактивный распад средних и тяжелых ядер часто реализуется в один основной этап, то распад сверхтяжелых ядер – в два основных этапа. Сначала испускается каскад α -частиц или происходит один кластерный распад, затем тяжелый продукт распада спонтанно делится. Если материнское ядро неустойчиво, распад сверхтяжелых ядер возможен за один этап в результате спонтанного деления. Далее во всех случаях следует приближение продуктов распада к области стабильных ядер посредством испускания нуклонов и (или) β -превращений.

Релятивистский эффект увеличения массы атомных электронов при переходе к сверхтяжелым ядрам способствует повышению вероятности электронного захвата. Таким образом, в этой области диаграммы $N - Z$ у кластерных распадов появляется еще один серьезный конкурент.

Библиографические ссылки

1. Адамов ЕО, редактор. *Машиностроение ядерной техники*. Москва: Машиностроение; 2005. 944 с. (Фролов КВ, редактор. Машиностроение. Энциклопедия; том IV-25, книга 2).
2. Окунев ВС. *Некоторые парадоксы и закономерности ядерной физики низких энергий*. Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана; 2016. 319 с.

3. Окунев ВС. *Кластерная радиоактивность: факты, закономерности, прогнозы*. Морозов АН, редактор. Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана; 2019. 242 с.
4. Окунев ВС. *Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов*. 2-е издание. Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана; 2015. 536 с. (Физика в техническом университете).
5. Okunev VS. Cluster radioactivity: analysis, forecast, new factors of slowing the decay of atomic nuclei. *Journal of Physics: Conference Series*. 2019;1348(1):012089. DOI: 10.1088/1742-6596/1348/1/012089.
6. Марахтанов МК. О возможном ядерном распаде висмута вследствие механического удара. *Металлы*. 2016;5:123–128.
7. Марахтанов МК, Окунев ВС. Влияние механических столкновений макрообъектов на ядерно-физические свойства составляющих их тяжелых нуклидов. *Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Серия: Естественные науки. Математика. Физика. Химия*. 2016;1:61–75. DOI: 10.18698/1812-3368-2016-1-61-75.
8. Marakhtanov MK, Okunev VS. Physics of the transmutation of stable elements at the collision of macro-objects with regard to high speeds. *Journal of Physics: Conference Series*. 2018;1115(5):052020. DOI: 10.1088/1742-6596/1115/5/052020.
9. Marakhtanov MK, Okunev VS. The collective radioactive decay of atomic nuclei initiated by an external mechanical impact: science fiction or a new class of physical processes. *Journal of Materials Science Research*. 2018;7(2):34–41. DOI: 10.5539/jmsr.v7n2p34.
10. Guglielmetti A, Faccio D, Bonetti R, Shishkin SV, Tretyakova SP, Dmitriev SV, et al. Carbon radioactivity of ^{223}Ac and a search for nitrogen emission. *Journal of Physics: Conference Series*. 2008;111(1):012050. DOI: 10.1088/1742-6596/111/1/012050.
11. Шпольский Э. Деление висмута, свинца, таллия, платины и тантала частицами высоких энергий. *Успехи физических наук*. 1948;XXXIV(3):440–441. DOI: 10.3367/UfNr.0034.194803f.0440.
12. Goeckermann RH, Perlman I. High energy induced fission of bismuth and lead. *Physical Review*. 1949;76(5):628–637. DOI: 10.1103/PhysRev.76.628.
13. Perlman I, Goeckermann RH, Templeton DH, Howland JJ. Fission of bismuth, lead, thallium, platinum, and tantalum with high energy particles. *Physical Review*. 1947;72(4):352. DOI: 10.1103/PhysRev.72.352.
14. Никольский БП, редактор. *Справочник химика. Том 7*. Ленинград: Химия; 1968. 507 с.
15. Перфилов НА, Ложкин ОВ, Шапов ВП. Процессы фрагментации и деления при взаимодействии частиц высоких энергий с ядрами. *Успехи физических наук*. 1960;LXX(1):3–56.
16. Карнаухов ВА. *Горячие и кипящие ядра (К 100-летию открытия Э. Резерфорда)*. P15-2011-58 [Препринт]. 2011 [протипировано 10 мая 2020 г.]: [22 с.]. Доступно по: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/43/043/43043577.pdf.
17. Карнаухов ВА. Горячие ядра и фазовый переход жидкость – газ в ядерном веществе. *Природа*. 2000;2:5–12.
18. Serber R. Nuclear reactions at high energies. *Physical Review*. 1947;72:1114. DOI: 10.1103/PhysRev.72.1114.
19. Балдин АМ, Малахов АИ, Сисакян АН. *Некоторые проблемы релятивистской ядерной физики и множественного рождения частиц*. Аксенова ЕК, редактор. Дубна: Объединенный институт ядерных исследований; 2001. 62 с. (Физика элементарных частиц и атомного ядра; том 32, выпуск 7).
20. Baum EM, Knox HD, Miller TR. *Nuclides and isotopes. Chart of the nuclides*. 16th edition. [S. l.]: Knolls Atomic Power Laboratory; 2002. 88 p. Co-published by the Lockheed Martin.
21. Bonetti R, Guglielmetti A. Cluster radioactivity: an overview after twenty years. *Romanian Reports in Physics*. 2007;59(2):301–310.
22. Audi G, Bersillon O, Blachot J, Wapstra AH. The NUBASE evaluation of nuclear properties. *Chinese Physics C*. 2017;41(3):030001. DOI: 10.1088/1674-1137/41/3/030001.
23. Okunev VS. About islands of stability and limiting mass of the atomic nuclei. *IOP Conference Series Materials Science and Engineering*. 2018;468(1):012012. DOI: 10.1088/1757-899X/468/1/012012.

References

1. Adamov EO, editor. *Mashinostroenie yadernoi tekhniki* [Mechanical engineering of nuclear technology]. Moscow: Mashinostroenie; 2005. 944 p. (Frolov KV, editor. *Mashinostroenie. Entsiklopediya* [Engineering. Encyclopedia]; volume IV-25, book 2). Russian.
2. Okunev VS. *Nekotorye paradoksy i zakonornosti yadernoi fiziki nizkikh energii* [Some paradoxes and patterns of low-energy nuclear physics]. Moscow: Bauman Moscow State Technical University; 2016. 319 p. Russian.
3. Okunev VS. *Klasternaya radioaktivnost': fakty, zakonornosti, prognozy* [Cluster radioactivity: facts, patterns, forecasts]. Morozov AN, editor. Moscow: Bauman Moscow State Technical University; 2019. 242 p. Russian.
4. Okunev VS. *Osnovy prikladnoi yadernoi fiziki i vvvedenie v fiziku yadernykh reaktorov* [Fundamentals of applied nuclear physics and introduction to the physics of nuclear reactors]. 2nd edition. Moscow: Bauman Moscow State Technical University; 2015. 536 p. (Fizika v tekhnicheskome universitete). Russian.
5. Okunev VS. Cluster radioactivity: analysis, forecast, new factors of slowing the decay of atomic nuclei. *Journal of Physics: Conference Series*. 2019;1348(1):012089. DOI: 10.1088/1742-6596/1348/1/012089.
6. Marakhtanov MK. [On the possible nuclear decay of bismuth due to mechanical shock]. *Metally*. 2016;5:123–128. Russian.
7. Marakhtanov MK, Okunev VS. Influence of mechanical collision macroobjects on nuclear-physical properties of components of their nuclides. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series: Natural Sciences. Mathematics. Physics. Chemistry*. 2016;1:61–75. Russian. DOI: 10.18698/1812-3368-2016-1-61-75.
8. Marakhtanov MK, Okunev VS. Physics of the transmutation of stable elements at the collision of macro-objects with regard to high speeds. *Journal of Physics: Conference Series*. 2018;1115(5):052020. DOI: 10.1088/1742-6596/1115/5/052020.
9. Marakhtanov MK, Okunev VS. The collective radioactive decay of atomic nuclei initiated by an external mechanical impact: science fiction or a new class of physical processes. *Journal of Materials Science Research*. 2018;7(2):34–41. DOI: 10.5539/jmsr.v7n2p34.
10. Guglielmetti A, Faccio D, Bonetti R, Shishkin SV, Tretyakova SP, Dmitriev SV, et al. Carbon radioactivity of ^{223}Ac and a search for nitrogen emission. *Journal of Physics: Conference Series*. 2008;111(1):012050. DOI: 10.1088/1742-6596/111/1/012050.
11. Shpolsky E. [Fission of bismuth, lead, thallium, platinum and tantalum by high energy particles]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 1948;XXXIV(3):440–441. Russian. DOI: 10.3367/UfNr.0034.194803f.0440.
12. Goeckermann RH, Perlman I. High energy induced fission of bismuth and lead. *Physical Review*. 1949;76(5):628–637. DOI: 10.1103/PhysRev.76.628.

13. Perlman I, Goeckermann RH, Templeton DH, Howland JJ. Fission of bismuth, lead, thallium, platinum, and tantalum with high energy particles. *Physical Review*. 1947;72(4):352. DOI: 10.1103/PhysRev.72.352.
14. Nikol'skii BP, editor. *Spravochnik khimika. Tom 7* [Handbook of a chemist. Volume 7]. Leningrad: Khimiya; 1968. 507 p. Russian.
15. Perfilov NA, Lozhkin OV, Shamov VP. [Fragmentation and fission processes in the interaction of high-energy particles with nuclei]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 1960;LXX(1):3–56. Russian.
16. Karnaukhov VA. *Hot and boiling nuclei (To the centenary of E. Rutherford's discovery)*. P15-2011-58 [Preprint]. 2011 [cited 2020 May 10]: [22 p.]. Available from: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/43/043/43043577.pdf. Russian.
17. Karnaukhov VA. [Hot nuclei and a liquid-gas phase transition in a nuclear substance]. *Priroda*. 2000;2:5–12. Russian.
18. Serber R. Nuclear reactions at high energies. *Physical Review*. 1947;72:1114. DOI: 10.1103/PhysRev.72.1114.
19. Baldin AM, Malakhov AI, Sisakyan AN. *Nekotorye problemy relyativistskoi yadernoi fiziki i mnozhestvennogo rozhdeniya chastits* [Some problems of relativistic nuclear physics and multiple particle production]. Aksenova EK, editor. Dubna: Joint Institute for Nuclear Research; 2001. 62 p. (Fizika elementarnykh chastits i atomnogo yadra; tom 32, vypusk 7). Russian.
20. Baum EM, Knox HD, Miller TR. *Nuclides and isotopes. Chart of the nuclides*. 16th edition. [S. l.]: Knolls Atomic Power Laboratory; 2002. 88 p. Co-published by the Lockheed Martin.
21. Bonetti R, Guglielmetti A. Cluster radioactivity: an overview after twenty years. *Romanian Reports in Physics*. 2007;59(2): 301–310.
22. Audi G, Bersillon O, Blachot J, Wapstra AH. The NUBASE evaluation of nuclear properties. *Chinese Physics C*. 2017;41(3): 030001. DOI: 10.1088/1674-1137/41/3/030001.
23. Okunev VS. About islands of stability and limiting mass of the atomic nuclei. *IOP Conference Series Materials Science and Engineering*. 2018;468(1):012012. DOI: 10.1088/1757-899X/468/1/012012.

Статья поступила в редколлегию 12.06.2020.
Received by editorial board 12.06.2020.

ЮБИЛЕИ

JUBILEES



**Владимир Григорьевич
БАРЫШЕВСКИЙ**

**Vladimir Grigoryevich
BARYSHEVSKY**

1 июля исполнилось 80 лет выдающемуся ученому, заслуженному деятелю науки Республики Беларусь, лауреату Государственной премии Республики Беларусь, профессору Владимиру Григорьевичу Барышевскому.

Владимир Григорьевич окончил физический факультет БГУ в 1962 г. В 1965 г. после завершения учебы в аспирантуре (ОИЯИ, г. Дубна) начал трудовой путь на кафедре ядерной физики БГУ в должности ассистента. Затем работал старшим преподавателем, старшим научным сотрудником, доцентом, профессором кафедры (1965–1986). За это время стал кандидатом физико-математических наук (БГУ, 1965), доктором физико-математических наук (МИФИ, 1974), получил ученое звание профессора (1977).

В. Г. Барышевский – основатель (1986) и первый директор (1986–2012) Научно-исследовательского института ядерных проблем Белорусского государственного университета (НИИ ЯП БГУ), созданного на основании постановления ЦК КПСС и Совета Министров СССР. В настоящее время Владимир Григорьевич работает главным научным сотрудником НИИ ЯП БГУ, является почетным директором данного научного учреждения.

Сразу после своего основания НИИ ЯП БГУ занял важное место в структуре научных организаций Беларуси. В 1990 г. решением правительства страны НИИ ЯП БГУ был назначен головной организацией по выполнению республиканской научно-технической программы по созданию и производству оборудования и аппаратуры для радиометрического и дозиметрического контроля, а в 1997 г. – государственной научно-технической программы по разработке и внедрению методов и аппаратных средств для обеспечения радиационной и экологической безопасности. Успешная реализация этих программ позволила в короткие сроки разработать оборудование, методики и создать производства, необходимые для организации в стране надежной системы радиационного мониторинга для преодоления последствий чернобыльской катастрофы.

Во время работы в БГУ и НИИ ЯП БГУ В. Г. Барышевский создал новое, признанное мировым сообществом научное направление «Ядерная оптика». Одной из технических реализаций развитых теоретических представлений стала разработка объемных лазеров на свободных электронах – принципиально нового источника электромагнитного излучения в сверхвысокочастотном и оптическом

диапазонах. Первый такой лазер был экспериментально запущен под руководством В. Г. Барышевского в 2001 г. В 2004 г. впервые в стране была разработана и успешно экспериментально испытана модель магнитокумулятивного генератора для создания импульсных электромагнитных полей. Эти работы продолжаются в настоящее время в рамках государственных программ научных исследований и хозяйственных договоров.

В. Г. Барышевский является основателем и бессменным руководителем научной школы по ядерной оптике поляризованных сред, к которой принадлежат ряд докторов и кандидатов наук. Фундаментальные научные результаты В. Г. Барышевского в области теоретической физики широко известны в международной научной среде. Теоретически предсказанные им эффекты легли в основу многих важных экспериментов. В. Г. Барышевский является соавтором двух научных открытий СССР в области физики – № 224 от 1979 г. и № 360 от 1981 г. Среди важнейших результатов, полученных научной школой, можно упомянуть теоретическое предсказание и первое в мире экспериментальное наблюдение нового типа излучения – параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), возникающего при равномерном движении заряженных частиц через кристаллы; обнаружение ПРИ, вызываемого протонами высоких энергий в кристалле, на ускорителе У-70; идею и обоснование существования гамма-излучения, возбуждаемого при каналировании релятивистских заряженных частиц в кристаллах; идею наблюдения нарушения инвариантности законов природы относительно обращения времени, а также поиска и измерения электрических дипольных, квадрупольных и магнитных моментов короткоживущих барионов с применением эффекта прецессии спина частиц, каналирующих в изогнутом кристалле, использование которого было включено в предложения по обновлению Европейской стратегии в области физики частиц 2020 г.

В. Г. Барышевский ведет активную научно-организационную работу: входит в состав совета по защите диссертаций Д 01.05.02 при Институте фи-

зики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси и редколлегии научного издания «Журнал прикладной спектроскопии», является членом научного совета государственной программы научных исследований «Конвергенция-2020». Также он постоянно осуществляет научное руководство рядом бюджетных и внебюджетных научно-исследовательских работ.

В. Г. Барышевский – автор более 300 научных публикаций, в том числе 5 монографий, 2 из которых выпущены зарубежными издательствами на английском языке. Владимир Григорьевич был консультантом диссертаций 6 докторов физико-математических наук и подготовил 23 кандидата физико-математических наук. В настоящее время он продолжает осуществлять научное руководство соискателями ученой степени кандидата физико-математических наук. За последние годы под руководством В. Г. Барышевского защищены 4 кандидатские диссертации, одна из которых (диссертация А. А. Ровбы) в 2017 г. была отмечена Высшей аттестационной комиссией Республики Беларусь как лучшая в стране кандидатская диссертация в области естественных наук.

За научные заслуги Владимир Григорьевич удостоен ряда высоких наград: ордена «Знак Почёта» (1981), звания «Заслуженный деятель науки Республики Беларусь» (1996), ордена Франциска Скорины (2001). Кроме того, он является лауреатом Государственной премии Республики Беларусь в области науки и техники (2002), заслуженным работником БГУ (2010), обладателем благодарности ректора БГУ (2012), Почетной грамоты Высшей аттестационной комиссии Республики Беларусь (2013), Почетной грамоты Совета Министров Республики Беларусь (2015), благодарности Президента Республики Беларусь (2020).

Физики Белорусского государственного университета от души поздравляют Владимира Григорьевича с замечательным юбилеем и желают ему хорошего здоровья, долгих лет плодотворной работы, новых удивительных открытий и творческих побед.

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

<i>Катковский Л. В.</i> Определение загрязнения атмосферы мегаполисов по данным космической съемки.....	4
<i>Белько Н. В., Самцов М. П., Тарасов Д. С.</i> Спектрофотометрический контроль чистоты и стабильности фотосенсибилизатора на основе индотрикарбоцианинового красителя	17

ФИЗИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

<i>Феранчук И. Д., Скоромник О. Д., Нгуен Куанг Шан.</i> Метод эквивалентных фотонов для модулированного пучка электронов	24
<i>Сердюк В. М., Титовицкий И. А.</i> Методы теории дифракции в микроволновой влагометрии бумажных материалов	32
<i>Манько А. Ю., Шуляковский Р. Г.</i> Двухфотонное рождение пары W -бозонов на ускорителях в лидирующем порядке теории возмущений и однопетлевом приближении	46

ФИЗИКА И ТЕХНИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

<i>Оджаев В. Б., Панфиленко А. К., Петлицкий А. Н., Просолович В. С., Ковальчук Н. С., Соловьев Я. А., Филипеня В. А., Шестовский Д. В.</i> Влияние ионной имплантации азота на электрофизические свойства подзатворного диэлектрика силовых МОП-транзисторов.....	55
--	----

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

<i>Савенко В. С., Троцкий О. А., Хруцов М. М., Сташенко В. И., Зерница Д. А.</i> Влияние высокоэнергетических воздействий на модификацию физико-механических характеристик стали	65
<i>Лапаник В. И., Луговский А. П., Тимофеев С. Н.</i> Физико-химические и электрооптические свойства жидких кристаллов, допированных химически модифицированной наноглиной	76
<i>Максименко А. А., Раяцкайте Е., Мешкинис Ш., Тамулевичюс Т., Тамулевичюс С., Харченко А. А., Федотов А. К., Федотова Ю. А.</i> Электротранспортные свойства углеродной наноструктуры, полученной методом усиленного плазмой химического осаждения из газовой фазы, при термоциклировании	89

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

<i>Черкас С. Л., Калашников В. Л.</i> Структура компактных астрофизических объектов в конформно-унимодулярной метрике	97
---	----

ФИЗИКА БИОСТРУКТУР

<i>Коваленко Е. И., Юшкевич А. М., Коваленко Е. А., Коваленко А. Н.</i> Стимуляция активности полиморфно-ядерных лейкоцитов при воздействии электрического поля низкой напряженности	112
--	-----

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

<i>Окунев В. С.</i> Спонтанные и вынужденные распады атомных ядер, реализующиеся в два этапа	122
--	-----

ЮБИЛЕИ

<i>Владимир Григорьевич Барышевский</i>	136
---	-----

CONTENTS

OPTICS AND SPECTROSCOPY

<i>Katkovsky L. V.</i> Determination of atmospheric pollution of megapolis by space data	4
<i>Belko N. V., Samtsov M. P., Tarasau D. S.</i> Spectrophotometrical purity and stability testing of a photosensitizer based on an indotricarbocyanine dye	17

PHYSICS OF ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

<i>Feranchuk I. D., Skoromnik O. D., Nguyen Quang San.</i> Method of the equivalent photons for modulated electron beam	24
<i>Serdyuk V. M., Titovitsky J. A.</i> Methods of the diffraction theory for microwave aquametry of paper materials	32
<i>Manko A. Yu., Shulyakovsky R. G.</i> The two-photon production of W -bosons pair at colliders at the leading order and the one-loop correction	46

SEMICONDUCTOR PHYSICS AND ENGINEERING

<i>Odzaev V. B., Panfilenka A. K., Pyatlitski A. N., Prasalovich U. S., Kovalchuk N. S., Soloviev Ya. A., Filipenia V. A., Shestovski D. V.</i> Influence of nitrogen ion implantation on the electrophysical properties of the gate dielectric of power MOSFETs	55
--	----

CONDENSED STATE PHYSICS

<i>Savenko V. S., Troitskiy O. A., Hrushchov M. M., Stashenko V. I., Zernitsa D. A.</i> Effects of high energy on steel structure in deformation	65
<i>Lapanik V. I., Lugovsky A. P., Timofeev S. N.</i> Physico-chemical and electro-optical properties of liquid crystals doped with chemically modified nanocline minerals	76
<i>Maximenko A. A., Rajackaitė E., Meškinis Š., Tamulevičius T., Tamulevičius S., Kharchanka A. A., Fedotov A. K., Fedotova Ju. A.</i> Electrical transport properties of a carbon nanostructure obtained by plasma-enhanced chemical vapor deposition during thermal cycling	89

THEORETICAL PHYSICS

<i>Cherkas S. L., Kalashnikov V. L.</i> Structure of the compact astrophysical objects in the conformally-unimodular metric	97
---	----

PHYSICS OF BIOSTRUCTURES

<i>Kavalenka A. I., Yushkevich A. M., Kavalenka E. A., Kavalenka A. M.</i> Stimulation of polymorphonuclear leukocyte activity under the influence of low strength electric field	112
---	-----

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

<i>Okunev V. S.</i> Spontaneous and forced decay of atomic nuclei realized in two stages	122
--	-----

JUBILEES

<i>Vladimir Grigoryevich Baryshevsky</i>	136
--	-----

Журнал включен Высшей аттестационной комиссией Республики Беларусь в Перечень научных изданий для опубликования результатов диссертационных исследований по физико-математическим наукам (в области теоретической, экспериментальной и прикладной физики), техническим наукам (в области экспериментальной и прикладной физики).

Журнал включен в библиографическую базу данных научных публикаций «Российский индекс научного цитирования» (РИНЦ).

**Журнал Белорусского
государственного университета. Физика.
№ 3. 2020**

Учредитель:
Белорусский государственный университет

Юридический адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск.

Почтовый адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск.

Тел. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.

E-mail: jphys@bsu.by

URL: <https://journals.bsu.by/index.php/physics>

«Журнал Белорусского государственного
университета. Физика» издается с января 1969 г.
До 2017 г. выходил под названием «Вестник БГУ.
Серия 1, Физика. Математика. Информатика»
(ISSN 1561-834X).

Редактор *О. А. Семенец*
Технический редактор *В. В. Пишкова*
Корректор *Л. А. Меркуль*

Подписано в печать 30.09.2020.
Тираж 120 экз. Заказ 370.

Республиканское унитарное предприятие
«Информационно-вычислительный центр
Министерства финансов Республики Беларусь».
ЛП № 02330/89 от 03.03.2014.
Ул. Кальварийская, 17, 220004, г. Минск.

© БГУ, 2020

**Journal
of the Belarusian State University. Physics.
No. 3. 2020**

Founder:
Belarusian State University

Registered address: 4 Niezaliežnasci Ave.,
Minsk 220030.

Correspondence address: 4 Niezaliežnasci Ave.,
Minsk 220030.

Tel. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.

E-mail: jphys@bsu.by

URL: <https://journals.bsu.by/index.php/physics>

«Journal of the Belarusian State University. Physics»
published since January, 1969.
Until 2017 named «Vestnik BGU.
Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika»
(ISSN 1561-834X).

Editor *O. A. Semenets*
Technical editor *V. V. Pishkova*
Proofreader *L. A. Merkul'*

Signed print 30.09.2020.
Edition 120 copies. Order number 370.

Republican Unitary Enterprise
«Informatsionno-vychislitel'nyi tsentr
Ministerstva finansov Respubliki Belarus'».
License for publishing No. 02330/89, 3 March 2014.
17 Kal'varyjskaja Str., Minsk 220004.

© BSU, 2020