

Белорусский государственный
университет

Лазерная и оптико- электронная ТЕХНИКА

Сборник научных статей

Выпуск 8

МИНСК
РЕДАКЦИОННО-ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
НАУКИ И ИНФОРМАЦИИ ПРИ ПРЕЗИДЕНТЕ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
2003

УДК 621.373.82 ББК 32.86
Л17

Рецензенты:

доктор физико-математических наук *Е. С. Воронцай*,
доктор физико-математических наук *А. И. Комяк*

Редакционная коллегия

И. С. Манак (отв. ред.), *А. А. Афоненко*,
Е. Д. Карих, *В. К. Кононенко*, *М.М. Кугейко*

Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. Статей.
Л17 Вып. 8 / Отв. ред. И. С. Манак. - Мн.: БГУ, 2003. - 316 с.

ISBN 985-457-191-2

Сборник содержит обобщающие научные работы по теоретическим проблемам квантовой электроники, физике лазеров, системам и методам квантовой электроники, лазерной и оптико-электронной технике и прикладным исследованиям, а также истории развития соответствующих направлений на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белгосуниверситета.

Для научных работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов.

УДК 621.373.82
ББК 32.86

ISBN 985-457-191-2

© БГУ, 2003
© Академия управления при Президенте
Республики Беларусь, 2003

*50-летию кафедры
квантовой радиофизики и оптоэлектроники
Белгосуниверситета
посвящается*

И. А. Кобак, М. М. Кугейко

ИСТОРИЯ КАФЕДРЫ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

В 1933 году в Белорусском государственном университете был открыт физико-математический факультет, имевший кроме математических четыре физических кафедры: общей физики (зав. каф. доцент И. Г. Некрашевич), теоретической физики (зав. каф. доцент Ф. И. Федоров), электромагнитных колебаний (зав. каф. доцент Е. В. Снятков) и рентгенофизики (зав. каф. доцент И. П. Шапиро). Однако война прервала работу университета. В результате немецкой оккупации были сожжены и разграблены учебные корпуса.

После возвращения в Минск из эвакуации в 1944 году БГУ возобновил свою работу. На физико-математическом факультете, возглавляемом доцентом Ф. И. Федоровым, начали работать две кафедры – теоретической физики и общей физики. Малочисленные коллективы этих кафедр осуществляли педагогическую работу и одновременно восстанавливали физические лаборатории. Под руководством зав. кафедрой общей физики доцента И. Г. Некрашевича начались исследования контактных явлений и электрических свойств полупроводниковых материалов. Выполнению этих работ содействовали сотрудники лаборатории полупроводников Ленинградского физико-технического института АН СССР, руководимой профессором Д. Н. Наследовым. Научные работники этой лаборатории (Д. Н. Наследов, Б. Т. Коломиец, Н. П. Горюнова) приглашались для чтения небольших оригинальных спецкурсов студентам старших курсов, аспирантам и преподавателям. Под руководством профессора Д. Н. Наследова была выполнена и успешно защищена кандидатская диссертация М. К. Шидловского. Наряду с расширением существующих кафедр для удовлетворения потребностей народного хозяйства республики в высококвалифицированных специалистах назрела необходимость в открытии новых кафедр на факультете.

Свою озабоченность в связи со сложившейся ситуацией сотрудники кафедры общей и экспериментальной физики изложили в резолюции кафедры

по вопросам перестройки работы в свете решений 19-го съезда КПСС от 29 ноября 1952 года.

В документе указывается, что кафедра общей и экспериментальной физики руководит лабораториями физики на всех естественнонаучных факультетах, а также спецкурсами и спецлабораториями на всех специальностях физико-математического факультета. Объем работы кафедры более 15000 часов, коллектив работников более 20 человек. Это порождает ряд трудностей организационного характера.

"Для устранения этого организационного недостатка кафедра общей и экспериментальной физики ходатайствует перед деканом факультета и ректором БГУ о создании дополнительных специализирующих кафедр по экспериментальной физике, чтобы наряду с кафедрой общей физики существовали кафедра физической оптики, кафедра электрофизики, кафедра молекулярной физики, целесообразность создания которых определяется научной тематикой членов кафедры общей физики, наличием действующих лабораторий и теми требованиями, которые предъявляют к кафедре предприятия республики".

(Нац. Архив РБ, фонд 205, опись 5, дело № 378.)

Возможно, именно это ходатайство и послужило отправной точкой в создании новых кафедр, в том числе и кафедры электрофизики.

Первое официальное упоминание о кафедре электрофизики обнаружено в приказе ректора №178 от 7 сентября 1953 года

Приказ ректора № 178 от 7 сентября 1953 года

"В соответствии со штатным расписанием № 413 от 23 марта 53 года профессорско-преподавательского персонала объявляю состав кафедр профессорско-преподавательского состава Белорусского государственного университета имени В.И. Ленина на 1953/54 учебный год.

(Далее следует перечень кафедр и сотрудников)

Кафедра электрофизики

Зав. кафедрой – Вакансия

Доцент (совм.) – Арабаджи Всеволод Исидорович, к. ф.-м. н., 1913 г. рожд., выпускник Ленинградского гос. пед. института 1937 года, участник ВОВ, награжден орденом Красной Звезды и медалями, работает в БГУ с 1949 года (ранее работал на кафедре общей физики)

Доцент – Вакансия

Ассистент (штат.) – Кисляков Сергей Андреевич, без степени, 1922 года рождения, участник ВОВ, награжден орденом Красной Звезды и медалями, выпускник БГУ 1951 года, (ранее работал на кафедре общей физики).

Ректор БГУ

К. И. Лукашев

(Национальный Архив РБ, фонд № 205, опись № 6, дело № 77, лист дела № 234).

Следует отметить также, что ассистент Кисляков С. А. являлся заместителем декана физико-математического факультета (деканом был доцент М. П. Халиманович)

Приказ ректора № 188 от 17 июня 1954 г.

"Назначить с 1 июня 1954 г. старшего преподавателя кафедры общей физики тов. Шидловского М.К. на вакантную должность доцента кафедры электрофизики.

Ректор БГУ

профессор

К.И.Лукашев"

В приказе № 204 от 1 июля 1954 г. о предоставлении очередных отпусков учебно-вспомогательному персоналу указан также лаборант кафедры электрофизики Г. П. Жуков.

Таким образом, кафедра весь 1953/54 учебный год фактически работала совместно с кафедрой общей физики (зав. кафедрой доцент И. Г. Некрашевич) На кафедре общей физики работали также ст. преподавателями М. К. Шидловский, М. Я. Резников, асс. В. А. Путан, Е. Г. Мартинков, ставшие впоследствии преподавателями кафедры электрофизики.

Далее из одного из приказов ректора (№292) следует, что утвержден и. о. зав. кафедрой электрофизики доцент М. К. Шидловский:

Приказ ректора № 292 от 14 сентября 1954 г.

"В соответствии со штатным расписанием № 861/III от 28 апреля 1954 года объявляю состав кафедр профессорско-преподавательского состава Белорусского государственного университета им. В.И. Ленина на 1954–55 учебный год:

(далее следует перечень кафедр и преподавателей)

Кафедра электрофизики

- 1. Шидловский Михаил Кононович – и.о. зав. кафедрой, доцент, канд. наук*
- 2. Арабаджи Всеволод Исидорович – доцент, канд. наук*
- 3. Кисляков Сергей Андреевич – ассистент, б/ст.*

Ректор БГУ

профессор

К. И. Лукашев

Первым заведующим кафедрой электрофизики был доцент М. К. Шидловский.

Шидловский Михаил Кононович

Родился 5.06.1903 г. в деревне Хатавичи Плещеницкого района в крестьянской семье.

Трудовую деятельность начал в 1920 г. электромонтером Каменской электростанции.

В 1923 г. поступил в БГУ на физико-математический факультет, который окончил в 1928 г. С 1928 г. работал преподавателем физики Жлобинской железнодорожной школы ФЗО. С 1933 г. – ассистент, а с 1938 г. – ст. преподаватель кафедры общей физики БГУ. Участник Великой Отечественной войны. Служба в РККА с июня 1941 г. по декабрь 1945 г. Военское звание – капитан. Награжден двумя орденами “Красной Звезды” и медалями “За оборону Москвы”, “За победу над Германией” и “За взятие Кенигсберга”. В мае 1951 г. М. К. Шидловский был прикомандирован в ФТИ АН СССР (г. Ленинград) в годичную аспирантуру. Защитил кандидатскую диссертацию на тему: “Электропроводность аморфного селена в сильных электрических полях” в Ленинградском политехническом институте им. М. И. Калинина. Кандидат физ.-мат. наук (диплом ВАК о присуждении степени от 14 марта 1953 года)

Награжден Почетной Грамотой Верховного Совета БССР.

Назначен на должность доцента кафедры электрофизики с 1 июня 1954 (Приказ ректора № 188 от 17 июня 1954 г.)

Назначен и. о. заведующего кафедрой электрофизики с 1 сентября 1954 г. (Приказ ректора № 292 от 14 сентября 1954 г.)

9 мая 1958 г. – избран по конкурсу на должность заведующего кафедрой электрофизики.

Умер М. К. Шидловский 27 апреля 1961 года.

За годы заведования кафедрой М. К. Шидловским коллектив кафедры был немногочисленным и выполнялся за счет преподавателей кафедры общей и экспериментальной физики. В 1958 г. вместо доцента В. И. Арабаджи и ассистента С. А. Кислякова на кафедру перешли старший преподаватель М. Я. Резников и ассистент В. А. Путан.

В эти годы лаборантом кафедры был зачислен Г. Р. Ахремчик (в 1959 г.), старшим лаборантом – И. Г. Леонов (в 1960 г.) и ассистентом – В. Ф. Силюк (в 1961 г.).

Преподавателями кафедры читались спецкурсы по ультразвуку, вакуумной технике, электровакуумным приборам и др., а также проводились лабораторные работы. Кроме основного состава кафедры для чтения лекций и выполнения другой учебной нагрузки привлекались совместители из числа ведущих специалистов радиотехнических предприятий г. Минска. Среди них начальник СКБ Минского радиозавода В. Н. Пумпянский (1956–1964 г.), начальник лаборатории электротехнических и радиофизических измерений предприятия п/я 32 А. А. Лобанов, старший инженер СКБ Минского радиозавода Г. И. Лобач (1962–1965 г.), начальник сектора радиоизмерительной аппаратуры СКБ Минского радиозавода Я. А. Слепян (1963–1965 г.) и др. Они читали ряд курсов по радиофизике, электронике, радиоизмерениям и проводили занятия в соответствующих специализированных лабораториях.

Тесное сотрудничество с предприятиями позволяло студентам кафедры не только проходить там производственную практику, но и выполнять дипломные работы в конструкторских бюро. Кроме того, такое сотрудничество способствовало пополнению материально-технической базы кафедры.

Научно-исследовательская работа кафедры была направлена на продолжение исследований, проводимых на кафедре общей физики, и связана с исследованием контактных явлений в полупроводниках, с изучением диэлектриков и влиянием на их характеристики мощного рентгеновского излучения и сильных электрических полей. На основе выполненных исследований электрических и фотоэлектрических свойств селена с примесью олова и кадмия старший преподаватель кафедры М. Я. Резников успешно защитил кандидатскую диссертацию и в 1956 г. ему была присуждена ученая степень кандидата физико-математических наук, а в 1960 г. – ученое звание доцента по кафедре электрофизики.

В то время кафедра размещалась в старом физическом корпусе и занимала три комнаты. В 1961 г. был введен в строй главный корпус университета и часть кафедр физического факультета переселилась в новый корпус. На освободившейся площади в старом физическом корпусе расположилась кафедра электрофизики. Она заняла левое крыло корпуса и разместилась на двух этажах в десяти комнатах.

Необходимо отметить, что заведующий кафедрой М. К. Шидловский долгое время тяжело болел. Во время его болезни обязанности заведующего кафедрой исполнял В. А. Путан. Эту функцию он исполнял и после смерти М. К. Шидловского до сентября 1962 г.

С приходом в качестве заведующего кафедрой доцента В. Г. Вафиади на кафедре происходят большие изменения и начинается качественно новый этап ее развития.

Вафиади Владимир Гаврилович

Владимир Гаврилович Вафиади родился 10 января 1911 г. в г. Москве. Детство и юность его прошли в г. Воронеже. С осени 1931 г. молодой чертежник-конструктор становится сотрудником Государственного Оптического института (ГОИ) в Ленинграде, где он прошел путь от лаборанта до начальника лаборатории. В 1936 г. молодые ученики академика А. А. Лебедева В. В. Балаков и В. Г. Вафиади первыми в мире создали фазовый светолокационный дальномер. Не имея диплома о высшем образовании, В. Г. Вафиади в 1944 г. блестяще защитил кандидатскую диссертацию. По совместительству до сентября 1960 г. он заведовал кафедрой инфракрасной техники в Ленинградской Военно-воздушной инженерной академии им. А. Ф. Можайского. С г. Ленинградом и ГОИ связана жизнь Владимира Гавриловича на протяжении 30 лет.

В сентябре 1962 г. В. Г. Вафиади перешел на работу в БГУ имени В. И. Ленина, возглавив кафедру электрофизики (избран по конкурсу 27 июня 1962 г.), и переехал в Минск. В 1962 г. защитил докторскую диссертацию (ученая степень доктора ф.-м. н. присуждена 27 апреля 1963 г.). В 1964 г. ему было присвоено звание профессора по кафедре электрофизики. В 1968 г. избран членом-корреспондентом АН БССР. С приходом В. Г. Вафиади на кафедре начали развиваться новые научные направления: оптическая локация, радиационная пирометрия, фотоэлектрическая автоматика, астрофизика. Он читал спецкурсы «Фотоэлектрическая автоматика» и «Электронная оптика» и общие курсы «Физика космоса» и «История физики». Под его руководством на кафедре были защищены девять кандидатских диссертаций.

Владимир Гаврилович был членом редколлегии «Журнала прикладной спектроскопии», первым главным редактором серии I журнала «Вестник Белорусского государственного университета», членом нескольких Советов по присуждению ученых степеней и званий.

Большие заслуги В. Г. Вафиади в научной, педагогической и общественной деятельности были отмечены правительственными наградами: орденом «Знак Почета», медалями «За доблестный труд» и др., Почетной Грамотой Верховного Совета БССР, ему также было присвоено звание «Заслуженный деятель науки и техники БССР».

Выйдя на пенсию с 5 июля 1972 г. в связи с достижением пенсионного возраста, В. Г. Вафиади вскоре переехал в г. Ленинград, но не порывал связей с университетом и со своими учениками.

После назначения на должность заведующего кафедрой электрофизики Владимира Гавриловича Вафиади проводившиеся под его руководством в Государственном оптическом институте им. С. И. Вавилова исследования послужили основой для развития самостоятельных научных направлений. Научная работа на кафедре значительно активизировалась, и расширился круг проводимых исследований. Начали выполняться работы в области оптической пирометрии, модуляции и демодуляции излучения, светодальнометрии, фотоэлектрической автоматики, астрофизических измерений и медицинских исследований.

Расширился круг читаемых лекционных курсов и соответственно начала изменяться специализация кафедры. К числу сохраненных, ранее читавшихся курсов по радиоэлектронике, электрорадиоизмерениям, акустоэлектронике и др. добавились общие курсы «Физика космоса», «История физики» и спецкурсы «Фотоэлектрическая автоматика», «Электронная оптика».

Увеличение числа специализировавшихся на кафедре студентов и объема выполняемых научно-исследовательских работ привело к значительному расширению состава кафедры. Так к профессорско-преподавательскому составу, состоящему из заведующего кафедрой профессора В. Г. Вафиади, доцента М. Я. Резникова, старшего преподавателя В. А. Путана, ассистента В. Ф. Силюка, добавились молодые специалисты выпускники БГУ ассистент В. И. Лаврукович в 1962 г. (перевелся в 1962 г. с кафедры ядерной физики и мирного использования атомной энергии ассистент И. С. Манак (в/у 1960 г.). В 1964 г. после успешного окончания аспирантуры при Ленинградском политехническом институте зачислен на должность и. о. доцента В. Г. Пикулик, в 1966 г. ассистентом кафедры зачислен Л. Ф. Корзун (в/у 1963 г.). В 1968 г. с Минского радиозавода на кафедру перешел старшим преподавателем Е. Г. Мартинков, который в 1971 г. защитил кандидатскую диссертацию по физике газового разряда. Кроме того, еще некоторое время совместителями на кафедре продолжали работать ведущие специалисты радиотехнических предприятий г. Минска (В. Н. Пумпянский, Г. И. Лобач, Я. А. Слепян).

Расширился состав учебно-вспомогательного персонала кафедры. К переведенному на должность инженера И. Г. Леонову и старшему лаборанту Г. Р. Ахремчику добавились в 1962 г. лаборант И. А. Кобак и инженер

Г. Н. Цеханский. В 1963 г. лаборантами были зачислены В. А. Бобков, В. А. Лужбин и несколько позже В. Д. Яржемковский. Необходимо отметить, что весь учебно-вспомогательный персонал кафедры одновременно с работой получал высшее образование, обучаясь на вечернем отделении физического факультета университета, которое было открыто в 1958 г.

Ряд сотрудников из учебно-вспомогательного персонала кафедры (Г. Р. Ахремчик, И. А. Кобак, Г. Н. Цеханский) являлись радиолюбителями и имели достаточно большой практический опыт работы в области радиотехники, а И. А. Кобак имел среднее специальное радиотехническое образование (окончил в 1958 г. отделение радиосвязи и радиовещания Минского электротехникума связи). За первые месяцы совместной работы на кафедре (1962 г.) эти сотрудники создали любительскую коротковолновую радиостанцию. Начальником первой в БГУ любительской радиостанции с позывным UC2KAO был инженер Г. Н. Цеханский.

Актуальность тематики проводимых на кафедре научных исследований позволила установить прочные связи с научно-исследовательскими организациями и предприятиями городов Ленинграда, Москвы, Минска и др. Тесное сотрудничество позволяло получать дополнительное финансирование на основе заключаемых хоздоговоров, закупать современное оборудование для лабораторий, расширить штат научных сотрудников кафедры, привлекать к выполнению важных заказов студентов старших курсов, что приносило большую пользу народному хозяйству.

В конце 1962 г. ГОИ им. С. И. Вавилова передал БГУ сканирующий радиационный пирометр, автором разработки которого был В. Г. Вафиади, и с 1963 г. на кафедре начали выполняться научно-исследовательские работы по бесконтактному измерению температур слабонагретых тел. Так, с использованием данного пирометра проводились исследования по выявлению дефектов тонкостенных трубок, используемых в реакторах атомных электростанций. Эти исследования явились продолжением НИР, начатых В. Г. Вафиади при его работе в ГОИ. В дальнейшем радиационный пирометр использовался для определения теплового режима элементов работающих радиоблоков в том числе и элементов полупроводниковой электроники.

В этом научном направлении на кафедре выполнялся целый ряд НИР: «Разработка радиационного ИК-пирометра для измерения температур малых участков нагретых поверхностей в мощных радиогенераторах» (Г. Н. Цеханский, Л. Ф. Корзун, А. И. Соколик, Э. В. Драб), «Разработка ме-

тодики применения сканирующих пирометров в промышленности, в медицине» (В. Г. Пикулик, Л. Ф. Корзун, А. В. Федотенко), Г. Н. Цеханский, А. И. Соколик, Ж. П. Клечковская, Э. А. Александрова), «Исследование предельных возможностей методов ИК-пирометрии и их применение для контроля материалов и изделий микроэлектроники» (Е. Г. Мартинков). Научным руководителем этих тем был профессор В. Г. Вафиади. Научно-исследовательскими работами этого направления успешно занимался широкий круг сотрудников кафедры, а также активное участие принимали студенты, которые, как правило, зачислялись на 0,5 ставки техниками или инженерами.

Наряду с широким кругом выполненных исследований, на кафедре проводилась большая работа под руководством профессора В. Г. Вафиади по разработке и созданию радиационных пирометров для организаций и предприятий городов Ленинграда, Саратова, Минска и др. Так сотрудники кафедры Л. Ф. Корзун и Г. Н. Цеханский для предприятий г. Ленинграда создали радиационные пирометры для контроля температуры ферритовых вкладышей, находящихся в волноводе и подвергающихся облучению мощным СВЧ-полем, а также для измерения температуры этих изделий при их термообработке в процессе изготовления. Были разработаны пирометры для измерения отрицательных температур (И. Г. Леонов и Г. Н. Цеханский), для определения хладопроизводительности бытовых холодильников на заводах г. Минска и Саратова. Для контроля теплового режима элементов работающих микросхем и полупроводниковых кристаллов транзисторов по договору с НПО «Интеграл» был разработан и создан сотрудниками кафедры И. Г. Леоновым, В. Г. Пикуликом и А. В. Федотенко сканирующий микропирометр. Результаты проведенных исследований в области радиационной пирометрии, выполненные в это время на кафедре, нашли отражение на страницах научных изданий, в трудах конференций, защищены авторскими свидетельствами, а также изложены в книге «Радиационные измерения температуры слабонагретых тел», которая была издана в издательстве БГУ в 1969 г. под редакцией доктора физ.-мат. наук В. Г. Вафиади и д-ра техн. наук М. М. Мирошникова. В создании данной книги принимали участие сотрудники кафедры: Э. Н. Александрова, Ж. П. Клечковская, Л. Ф. Корзун, В. Г. Пикулик, И. Г. Леонов, А. В. Федотенко и Г. Н. Цеханский.

В начале 60-х годов на кафедру поступают первые аспиранты, выпускники физического факультета БГУ: Л. Ф. Корзун, О. П. Кузнечик, А. Ф. Шилов и Б. Ю. Ханов (научн. рук. В. Г. Вафиади).

На основании проведенных под руководством В. Г. Вафииади исследований в области бесконтактного измерения температуры слабонагретых тел подготовлены и защищены две кандидатские диссертации: Л. Ф. Корзуном на тему «Измерение температуры в закрытых полостях методом радиационной пирометрии» в 1970 г. и И. Г. Леоновым на тему «Разработка радиационных пирометров и методики их применения для контроля качества некоторых промышленных изделий» в 1972 г.

В эти же годы заключаются первые хоздоговорные работы ЭФ-1 и ЭФ-3, которые выполнялись для лабораторий ГОИ им. С. И. Вавилова, руководимых Ю. В. Поповым и М. М. Мирошниковым соответственно. Научным руководителем этих и последующих научно-исследовательских работ был заведующий кафедрой профессор В. Г. Вафииади. Тема работы ЭФ-1 была посвящена разработке методов и исследованию модуляции полупроводниковых источников излучения, которые начали выпускаться. Большое внимание уделялось исследованию характеристик этих перспективных излучателей. Тематика исследований, начатая в хоздоговорной работе ЭФ-1 фактически была продолжена при выполнении ряда последующих госбюджетных и хоздоговорных работ с ГОИ им. С. И. Вавилова (которые продолжались до 1990 г. включительно).

В результате выполнения этих работ старший преподаватель А. Ф. Шилов развил метод регистрации модулированного в диапазоне СВЧ излучения полупроводниковых источников, с помощью ФЭУ, работающих в режиме гетеродинамирования в прикатодной области. В качестве внешнего модулирующего устройства ФЭУ использовался разработанный им неоднородный коаксиальный резонатор, применение которого позволило создать уникальные установки как для измерения глубины модуляции излучения в полосе до 2 ГГц, так и для проведения высокоточных фазовых измерений при модуляции излучения в СВЧ-диапазоне.

Результаты исследований, полученные при выполнении хоздоговорных работ, были положены в основу кандидатской диссертации А. Ф. Шилова на тему «Исследование излучения полупроводниковых источников, модулированного сверхвысокими частотами», представленной на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Научным руководителем диссертационной работы, которая успешно защищена в 1970 г., был профессор В. Г. Вафииади.

Для выполнения хоздоговорной работы «Исследование энергетической яркости и флуктуации потока излучения от неба», ГОИ им. С. И. Вавилова

передал в 1964 г. на кафедру электрофизики инфракрасный радиометр «Уржум». На основе радиометра «Уржум» разработан и создан комплекс для измерения яркости неба и ее неоднородностей в инфракрасной области спектра.

Исследованиями в этом научном направлении в разное время занимались сотрудники кафедры И. А. Кобак, В. В. Долинин, Э. В. Драб, Б. Ю. Ха-нох, Г. С. Синяков. На основе выполненных работ аспирант кафедры О. П. Кузнечик представил и в 1972 г. успешно защитил кандидатскую диссертацию на тему «Энергетическая яркость неба в области 1,8–5,2 мкм», в которой были приведены карты ее распределения в различных условиях и в различных участках спектра. В дальнейшем проводились работы по исследованию статистических характеристик излучения небосвода в инфракрасной области спектра.

На одной башне с радиометром размещалась станция визуального наблюдения за искусственными спутниками земли (ИСЗ). Начальником этой станции с 1965 г. стал профессор В. Г. Вафиади, а его заместителем В. А. Бобков. Наблюдения ИСЗ велись главным образом В. А. Бобковым, но подключались и другие работники кафедры: В. В. Долинин, И. А. Кобак, А. Е. Пискунов, А. А. Русак и Н. А. Ушакова.

В связи с отсутствием в Беларуси базы для проведения астрофизических исследований сотрудники кафедры выполняли научно-исследовательские работы по применению оптико-электронных приборов для исследования астрономических объектов совместно с Крымской астрофизической обсерваторией АН СССР (1969–1973 г.г.). Исследования в этой области вызывали живой интерес среди студентов, специализирующихся на кафедре.

Среди работ данного научного направления следует отметить хозяйственную работу ЭФ-16 «Система ориентации для баллонной ИК-астро-станции» и госбюджетную тему «Применение фотоэлектрической автоматики в астрофизике» (1969–1975 г.г.). Исполнителями этих работ были сотрудники кафедры В. В. Долинин, В. М. Колесников, О. П. Кузнечик, А. П. Почкаев, А. А. Русак, Н. А. Ушакова. В этом научном направлении работали два аспиранта В. Г. Вафиади. Аспирант из Вьетнама, выпускник БГУ Кхонг Динь Хонг успешно защитил кандидатскую диссертацию на тему «Исследование возможности применения двухчастотных координаторов в фотоэлектрических системах гидирования телескопов» в 1970 г., а Н. А. Ушакова (в/у) на тему «Некоторые вопросы исследования характеристик оптико-электронных приборов в применении к фотометрии протяженных астрономических объектов» в 1974 г.

В 1971 г. на кафедре начинают интенсивно развиваться исследования в области создания фотометрической аппаратуры для астрофизических исследований в инфракрасной области спектра (обнаружение невидимых глазу, так называемых «темных» звезд). Под руководством заведующего кафедрой профессора В. Г. Вафииди и заведующего Звездным отделом Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) председателя Международного Астросовета В. Б. Никонова за период с 1971–1982 г.г. В. М. Колесниковым были разработаны четыре модификации ИК астрофотометров.

Наблюдательная база была представлена КрАО. При испытаниях макетов ИК-фотометров проводилась фотометрия стандартных звездных объектов (Вега, Арктур, Антарес). На завершающей стадии аттестации проведена фотометрия «темных звезд», звезд Чавира, которые достаточно интенсивно излучают в ИК-диапазоне. Определены координаты этих звезд и звездные величины. Эти данные явились основанием для заключения о соответствии рабочих характеристик фотометров установленным стандартам.

Под руководством В. Г. Вафииди успешно работали еще два его аспиранта выпускники университета Б. Ю. Ханох и аспирант из Ганы Джон Джастин Флетчер.

Б. Ю. Ханох плодотворно работал в области методики расчета активных фотоэлектрических систем с тетраэдрическими отражателями. В 1970 г. он успешно защитил диссертацию на тему «Габаритный энергетический расчет активных фотоэлектрических систем», представленную на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

Диссертационная работа Джона Джастина Флетчера «Фотоэлектрические методы для исследования кровеносных сосудов на фоне кожных покровов» успешно защищена им в сентябре 1972 г.

В эти годы на кафедре проводилась большая издательская работа: в 1966 г. вышла в свет книга В. Г. Вафииди «Фотоэлектрическая автоматика», как учебное пособие для радиофизических и радиотехнических специальностей высших учебных заведений, а в 1970 г. издана монография «Скорость света и ее применение в науке и технике» В. Г. Вафииди и Ю. В. Попова.

Плодотворная работа заведующего кафедрой член-корреспондента АН БССР, доктора физико-математических наук, профессора В. Г. Вафииди – опытного организатора, сплотившего вокруг себя коллектив из увлеченных проблемами физики выпускников университета, который добился больших

успехов в науке, в учебном процессе и продолжалась вплоть до его ухода на пенсию 05.07.1972 г.

С первого сентября 1972 г. приказом ректора на должность и. о. заведующего кафедрой электрофизики назначен кандидат физико-математических наук А. Ф. Шилов.

Шилов Анатолий Федорович

Родился 30.05.1937 г. в г. Орше. Окончил среднюю школу № 1 г. Минска.

Зачислен на должность старшего препаратора кафедры спектрального анализа с 1 сентября 1954 года. Переведен на должность лаборанта кафедры общей физики с 23 декабря 1954 г.

Окончил физический факультет БГУ в 1960 году, далее ст. инженер СКБ Минского радиозавода.

С 1.03.1961 года и до окончания 1962/63 учебного года работает преподавателем кафедры экспериментальной физики (как совместитель). С 1.05.1965 г. зачислен на 0,5 ставки младшего научного сотрудника кафедры электрофизики. Зачислен на должность ст. преподавателя кафедры электрофизики с 1.09.1966 г. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в 1970 г.

Назначен на должность и. о. заведующего кафедрой электрофизики с 1 сентября 1972 г.

Звание доцента присвоено 4.07.1974 г.

Проходил научную стажировку в Оптическом центре при Аризонском университете г. Тусон (США) с 23.07.74 по 27.05.75.

После возвращения из США Шилов А. Ф. продолжил исполнять обязанности зав. кафедрой электрофизики.

Избран по конкурсу на должность заведующего кафедрой электрофизики 20.05.1977.

При его руководстве кафедра электрофизики была переименована в кафедру квантовой радиофизики и оптоэлектроники приказом Минвуза БССР № 330 от 21 июня 1982 г. Приказ ректора от 31.07.1982.

С 09.01.1988 г. он был переведен на должность доцента кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники.

Умер А.Ф. Шилов 28 апреля 1995 г.

В это время коллектив преподавателей кафедры состоял из семи человек, в который входили: заведующий кафедрой А. Ф. Шилов, доцент В. Г. Пикулик (в 1974–1975 г. исполнял обязанности заведующего кафедрой).

рой), и. о. доцента Б. Ю. Ханох, старший преподаватель Е. Г. Мартинков, старший преподаватель В. А. Путан, ассистент И. С. Манак и ассистент Л. Ф. Корзун. Преподаватели кафедры обеспечивали учебный процесс как на дневном, так и на вечернем отделениях физического факультета. Они читали несколько общих курсов («Физика космоса» – Л. Ф. Корзун и Б. Ю. Ханох, «Астрономия» – Л. Ф. Корзун, «Твердотельная электроника» – В. Г. Пикулик, «Квантовая радиофизика» – И. С. Манак) и ряд специальных курсов.

В связи с изменением профиля научных исследований кафедры существенно изменилась тематика читаемых спецкурсов. К ранее читаемым добавились спецкурсы по фотоавтоматике, автоматическому регулированию, информационно-измерительным системам, оптоэлектронике, методам обработки и регистрации слабых оптических сигналов, полупроводниковым излучателям, радиационной пирометрии и др.

В 1975 г. в связи с переселением кафедры в Щемыслицы ее коллектив покинули преподаватели Е. Г. Мартинков и Л. Ф. Корзун, а также несколько научных сотрудников.

В 1976 г. на основе кафедр радиофизики и электроники СВЧ, электрофизики, радиотехники и физической электроники и электронных математических машин, осуществлявших подготовку специалистов по специальности «Радиофизика и электроника», был открыт факультет радиофизики и электроники, первым деканом которого стал доцент А. А. Лабуда. С этого момента кафедра электрофизики входит в состав факультета радиофизики и электроники, которому в 2001 г. исполнилось 25 лет.

В последующие годы на преподавательскую работу переходит несколько сотрудников кафедры, ранее числившихся по штату 25-и ведущих вузов страны: в 1975 г. – Н. А. Ушакова, в 1977 г. старшим преподавателем зачисляется И. А. Кобак, а в 1979 г. старшим преподавателем зачислен Г. Н. Цеханский. Этот преподавательский коллектив кафедры практически сохранился до 1988 г.

В этот период развития приоритетным научным направлением кафедры стала светодальнометрия и, в частности, исследование модуляции излучения новых типов полупроводниковых лазеров, методов приема и обработки сигналов применительно для этих целей. Проводились также исследования временных, пространственных, тепловых характеристик полупроводниковых лазеров, влияния облучения быстрыми электронами и гамма-квантами на их характеристики и др.

Основные трудности при проведении этих исследований были связаны с тем, что существовавшие полупроводниковые лазеры могли работать в непрерывном режиме генерации только при их глубоком охлаждении или в импульсном режиме при комнатной температуре. Амплитуда импульсов тока накачки для лазеров на односторонней гетероструктуре составляла десятки ампер, а их длительность десятки наносекунд.

Для решения задач повышения точности измерения расстояний светодальнометрами и ряда других применений на кафедре проводилась работа по созданию и исследованию генераторов коротких импульсов тока для возбуждения инжекционных полупроводниковых лазеров. На основе разработанного В. Н. Вишневым, И. А. Кобаком и А. Ф. Шиловым формирователя коротких импульсов был создан полупроводниковый квантовый генератор ПКГ-1, который имел расширенные функциональные возможности и позволял регулировать параметры импульсов тока накачки.

ПКГ-1 в 1974 г. экспонировался на ВДНХ СССР (автор разработки И. А. Кобак был награжден «Серебряной медалью»), впоследствии демонстрировался на выставке «Достижения советской науки и техники» в г. Софии, а в 1976 г. на аналогичной выставке в г. Милане.

Проведенные на кафедре работы по формированию коротких импульсов тока накачки с большой частотой повторения позволили В. Н. Вишневскому, И. А. Кобаку и А. Ф. Шилу впервые создать оптоэлектронный рециркуляционный генератор с оптической линией задержки в цепи обратной связи. Большая широкополосность оптической линии задержки и возможность изменения ее длины в широких пределах позволяла по измеренной частоте генерации судить о длине оптической линии, т. е. об измеряемом расстоянии.

Результаты исследований временных характеристик полупроводниковых лазеров в режиме стимулированного излучения, способов повышения точности фазовых измерений легли в основу кандидатской диссертации И. А. Кобака «Разработка и исследование методов управления излучением инжекционных полупроводниковых квантовых генераторов». Диссертация была представлена на соискание ученой степени кандидата технических наук и успешно защищена в 1975 г. (научный руководитель доцент А. Ф. Шилов).

К приведенным в этой диссертации разработкам проявила интерес оппонировавшая организация НИИ «Полус» (г. Москва). В результате, в 1976 г. был заключен договор, согласно которому на кафедре был создан

генератор импульсов тока наносекундной длительности с высокой частотой следования импульсов и изготовлены два экспериментальных образца. Генератор допускал регулировку параметров импульсов тока в широких пределах и предназначался для проведения научно-исследовательских работ в лабораториях и для контроля качества полупроводниковых изделий в цеховых условиях. Руководителем и исполнителем работы был И. А. Кобак, а также студент А. А. Дубовик.

Логическим завершением выполненных на кафедре исследований по модуляции и демодуляции излучения полупроводниковых источников стала диссертационная работа И. С. Манака «Исследование динамических характеристик полупроводниковых источников излучения применительно к светодальнометрии» на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, которая успешно защищена в 1981 г. (научный руководитель доцент А. Ф. Шилов).

К началу 80-х годов сложилась ситуация, когда название кафедры электрофизики не соответствовало содержанию проводимой на ней работы. Это несоответствие было устранено приказом Минвуза БССР от 21.06.82 г. № 330 «О переименовании кафедр факультета радиофизики и электроники БГУ им. В. И. Ленина», согласно которому кафедра электрофизики была переименована в кафедру квантовой радиофизики и оптоэлектроники. После ее переименования звание доцента по кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники было присвоено И. А. Кобаку в 1982 г. и И. С. Манаку в 1983 г.

В начале 80-х годов в рамках договора о сотрудничестве с Всесоюзным научно-исследовательским институтом оптико-физических измерений (ВНИИОФИ) (г. Москва) для ГОИ им. С. И. Вавилова создана действующая модель лазера и получена генерация полупроводниковых кристаллов при электронном возбуждении (К. Н. Коростик, И. С. Манак, В. М. Стецик, В. В. Шейченко).

С 1977 по 1985 г.г. на кафедре проводились исследования вторичных процессов, вызванных поглощением собственной люминесценции в гетероструктурах с высоким внутренним квантовым выходом излучения. Этими исследованиями занимался старший научный сотрудник Е. Д. Карих. Им были предложены новые методики измерения внутренних параметров лазерных структур с использованием эффекта переизлучения. Результаты исследований легли в основу его кандидатской диссертации «Вторичные процессы в инжекционных источниках излучения на основе прямозонных по-

лупроводников», представленной на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Успешная защита диссертации состоялась в 1985 г. Научным руководителем работы являлся доцент А. Ф. Шилов.

Наряду с выполнявшимися на кафедре НИР, связанными с применением в светодальнометрии в качестве приемника излучения ФЭУ с внешним модулирующим устройством проводились работы по использованию для этих целей их полупроводниковых аналогов. Были проведены исследования характеристик быстродействующих фотоприемных устройств, выполненных на основе германиевых лавинных фотодиодов, работающих в режиме динамического смещения. Использование динамического режима работы лавинного фотодиода позволило А. В. Барковой, Ж. П. Клечковской, В. Г. Пикулику, А. Е. Пискунову и Ю. Г. Писакову создать фотоприемное устройство с большим коэффициентом усиления. Коэффициент усиления такого фотоприемного устройства почти на два порядка превышает значение, достигаемое при работе лавинного фотодиода со статическим смещением.

Параллельно проводились исследования люминесценции фосфатных стекол, активированных ионами неодима с целью создания на их основе твердотельных микролазеров с использованием для системы накачки полупроводниковых источников излучения.

В дальнейшем сотрудничество с ГОИ им. С. И. Вавилова было связано с разработкой оптических процессоров на основе элементов интегральной оптики. В процессе выполнения работы были разработаны принципиальные электрические схемы и конструкции конвольвера, корректора и спектроанализатора (И. Д. Бондаренко, В. М. Колесников, И. С. Манак).

В начале 80-х годов на кафедре под руководством Б. Ю. Ханова возобновились работы по исследованию статистических характеристик пространственных и временных флуктуаций яркостных фонов небосвода. Для проведения измерений одновременно в двух спектральных диапазонах м. н. с. кафедры В. А. Фираго проделал большую работу по созданию двухканального инфракрасного радиометра. Была изготовлена также аппаратура для автоматизации трудоемкого процесса получения реализаций с помощью ЭВМ (Минск-32 и ЕЭС 1020) статистических характеристик естественных яркостных полей в окнах прозрачности атмосферы: 2,1–2,4; 3,1–4,2; 4,5–5,1 и 8–14 мкм. После создания аппаратуры в течение ряда лет проводились записи яркостных фонов небосвода, города и леса, накапливались статистически достоверные реализации и обрабатывались на ЭВМ. В дальнейшем В. А. Фираго оптимизировал конструкции пассивных инфракрас-

ных поисково-обзорных систем и методы обнаружения объектов, находящихся на фоне естественных яркостных полей. Результаты этой работы В. А. Фираго обобщил в диссертации «Методы построения инфракрасных систем обнаружения «точечных» источников на фоне естественных яркостных полей», которая была представлена на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (научный руководитель Б. Ю. Ханох, 1991 г.).

Научно-исследовательские работы по тематике радиационной пирометрии в этот промежуток времени были направлены на создание тепловизора на основе пировидикона, который предназначался для контроля теплового режима теплоэнергетических установок и для медицинских целей (научный руководитель доцент Б. Ю. Ханох, исполнителями – м. н. с. И. Д. Бондаренко и В. А. Фираго). Параллельно в 1978 г. И. Д. Бондаренко и В. А. Фираго создали пирометр частичного излучения для нужд министерства коммунального хозяйства БССР.

На основании проведенных исследований в области неконтактного измерения температур старший инженер Г. Н. Цеханский в 1978 г. подготовил кандидатскую диссертацию на тему «Исследование влияния фона на точность измерений двухканальными компенсационными ИК-радиометрами», в которой теоретически обоснованы и экспериментально подтверждены требования к оптико-электронной схеме радиометра. В 1979 г. диссертационная работа была защищена, и Г. Н. Цеханскому было присвоено ученое звание кандидата физико-математических наук.

В последующий период времени с отделом КИП Минского завода холодильников проводились поисковые работы на предмет создания прибора, позволяющего производить отбраковку холодильных агрегатов прямо на конвейере по их тепловому излучению. В 1988 г. Белгосуниверситет и Минский завод холодильников заключили договор на изготовление двух радиометров для использования в производственных целях. Договор был успешно выполнен в 1991 г. и два радиометра Р-1 внедрены в производство (исполнители – Г. Н. Цеханский, Б. Ю. Ханох).

Используя приобретенный опыт и внося изменения в электронную схему, в 1989 г. был разработан усовершенствованный вариант радиометра, 2 экземпляра которого были поставлены Донецкому ПО «Электробытмаш» (Г. Н. Цеханский, Б. Ю. Ханох, И. А. Кобак).

Одновременно с выполнением этих работ Б. Ю. Ханох и его аспирант И. Д. Бондаренко продолжали заниматься исследованием характеристик

тетраэдрических отражателей. Исследования, проведенные в этом направлении И. Д. Бондаренко, легли в основу его кандидатской диссертации, представленной на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, которую он успешно защитил в 1979 г.

В 1982 г. в издательстве БГУ вышла из печати монография Б. Ю. Ханова «Оптические отражатели тетраэдрического типа в активных системах». В 1984 г. – монография И. Д. Бондаренко «Принципы построения фотоэлектрических автоколлиматоров».

К началу 80-х годов выполняемые кафедрой хоздоговорные работы для ГОИ им. С. И. Вавилова все чаще заканчивались изготовлением действующих макетов. Так в 1982–1983 г.г. были созданы два экспериментальных образца восьмиканальной аппаратуры для выделения электрических сигналов из синфазной мультипликативной помехи в широком динамическом диапазоне (научн. рук. И. А. Кобак, исполнители Д. Е. Мартинков и Н. И. Харитончик), а в 1984–1985 г.г. был создан измерительно-вычислительный блок для определения пространственно-временных характеристик лазерного излучения в рассеивающей среде (И. А. Кобак, К. Н. Коростик, Е. Д. Карих, Т. Н. Матвеев).

В 1987 г. на должность заведующего кафедрой избран по конкурсу доктор физ.-мат. наук И. А. Малевич, известный своими работами в областях фотодетектирования слабых световых потоков, статистической хроноскопии субнаносекундного разрешения, лазерной локации и построения лидарных систем, систем лазерной гидрооптики подводного и высотного базирования, обнаружения следов объектов искусственного и естественного происхождения, лазерной доплеровской анемометрии и т. д.

Малевич Игорь Александрович

Игорь Александрович Малевич родился 13 ноября 1941 г. в г. Минске. В 1966 г. закончил Минский радиотехнический институт; в 1971 г. – аспирантуру Белорусского государственного университета, в 1974 г. – аспирантуру Минского института иностранных языков. В 1971 году защитил кандидатскую диссертацию по специальности “Экспериментальная физика”, в 1982 году – докторскую диссертацию по специальности “Физическая электроника, в том числе квантовая”.

С 1972 г. по 1987 г. работал заведующим лабораторией в НИИ ПФП им. А.Н. Севченко при БГУ. С 1988 г. по 1996 г. – заведующим кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белорусского Государственного Университета. Неоднократно приглашался для чтения лекций в различ-

ных зарубежных университетах (США в 1990, 1993, 1994 г.г.; Сирия в 1989, 1991 г.г.; ФРГ в 1994 г.). Профессор политологии университета Брауна, Род-Айленд (США).

Разработал новое научное направление «Лазерная статистическая хроноскопия субнаносекундного разрешения и теория стохастических лазерных систем». В рамках данного научного направления создал научную школу и совместно со своими учениками разработал целый ряд новых теоретических положений и методов. Автор более 300 научных работ, 97 изобретений и патентов, более 30 публицистических произведений.

Лауреат Премии Ленинского комсомола 1974 г., Государственной премии БССР 1982 г. Награжден Орденом “Знак почета” в 1982 г.

Член международного Общества статистической физики, Член международного Комитета Мир Океанам, Член Российского и Американского Оптических Обществ.

В 1996 г. переходит на дипломатическую работу. В настоящее время профессор Белорусского национального технического университета.

Сразу же после прихода И. А. Малевича на кафедре была создана научно-исследовательская лаборатория лазерных систем, заведующим которой был назначен кандидат физ.-мат наук С. И. Чубаров, а научно руководство осуществлял И. А. Малевич. Основное ядро НИЛ лазерных систем составили пришедшие из НИИ ПФП им. А. Н. Севченко кандидаты физ.-мат. наук С. И. Чубаров, Н. М. Ксенофонтова, А. К. Ясаков, М. М. Кугейко, научные сотрудники А. Н. Бородавка, И. И. Вельджанов, А. Гримоть, А. Б. Шило. Активно включились в работу лаборатории научные сотрудники кафедры К. Н. Коростик, В. А. Фираго, В. Л. Козлов, Е. П. Колик, Ж. П. Ключевская, А. В. Баркова, А. М. Лисенкова, заведующий учебной лабораторией С. Д. Жарников, ставший сотрудником НИЛ, а также многие преподаватели, аспиранты и студенты кафедры.

Преподавательский состав с приходом на кафедру И. А. Малевича практически не претерпел изменений. На должность доцента был избран кандидат физ.-мат. наук С. В. Процко, ранее работавший в НИИ ПФП им. А. Н. Севченко. Научные интересы С. В. Процко по разработке оптических отражателей совпадали с исследованиями Б. Ю. Хануха и И. Д. Бондаренко и вылились позже в ряд научно-исследовательских работ, включенных в республиканские программы по созданию оптического компьютера. К преподавательской работе по совместительству были привлечены доктора физ.-мат. наук Л. Н. Орлов, В. К. Кононенко из Института Физики АН Б,

кандидат физ.-мат. наук В. В. Жуковский (Институт молекулярной и атомной физики НАН Б), научные сотрудники кафедры кандидаты физ.-мат. наук С. И. Чубаров, М. М. Кугейко

Учебно-вспомогательный персонал кафедры представляли заведующий учебной лабораторией В. М. Стецик, лаборанты и инженеры (В. Ф. Смоляков, Л. И. Граблюк, В. П. Пчелинцев, В. А. Гарифов, И. В. Стальмаков, А. Беляков, А. Шепелевич, И. И. Слепова, И. В. Ляднович, М. Страчинская), некоторые наряду с совершенствованием лабораторной базы кафедры принимали активное участие в научно-исследовательской работе.

В 1990 г. деканом факультета избирается профессор Мулярчик Степан Григорьевич. В этот период на кафедре окончательно сформированы специализации кафедры: квантовая радиофизика и лазерные системы; лазерные оптические технологии; медицинская электроника; квантовая электроника, причем две последние были введены впервые. Следует при этом подчеркнуть, что в рамках второй специализации начинается качественно новый этап в развитии отношений кафедры с одним из структурных подразделений концерна «Планар» – КБТЭМ ОМО. Тесное сотрудничество кафедры с КБТЭМ ОМО началось еще в середине 60-х годов. Сейчас по рекомендации концерна специализация «Лазерные оптические технологии» становится базовой для подготовки специалистов на предприятие. Обучение студентов по данной специализации ведется с использованием научно-производственной базы КБТЭМ ОМО, с привлечением к преподаванию их специалистов, в частности, доктора физ.-мат. наук, профессора В. Е. Матюшкова, ведущего специалиста (бывшего аспиранта кафедры) В. И. Чухлиба и др. В итоге более 80 % разработчиков новейшего технологического оборудования в КБТЭМ ОМО – выпускники факультета (в основном кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники).

Две последние специализации появились в связи с насущной необходимостью в специалистах разработчиках нового поколения эффективных полупроводниковых лазерных источников излучения, систем медицинской диагностики. В этот период были разработаны учебные планы и спецкурсы данных специализаций. В подготовке специализации «Медицинская электроника» активное участие принимали С. И. Чубаров, М. М. Кугейко, специализации «Квантовая электроника» – И. С. Манак, Е. Д. Карих.

К этому времени сотрудниками кафедры и НИЛ лазерных систем был проведен ряд работ по исследованию взаимодействия излучения с биологическими объектами, выявлению точек акупунктуры, разработке терапевти-

ческих лазерных установок (С. И. Чубаров, С. Д. Жарников, Н. М. Ксенофонтова, Н. А. Ушакова, И. И. Вельджанов), по исследованию и разработке квантоворазмерных излучающих структур (В. К. Кононенко, И. С. Манак).

В 1992 г. была образована студенческая научно-исследовательская лаборатория полупроводниковых лазеров (научн. рук. доцент И. С. Манак), которая начиная с этого времени до последних дней занимает первые места в конкурсе СНИЛ БГУ, а студенты СНИЛ – в республиканских конкурсах научных работ. В дальнейшем СНИЛ стала хорошей базой подготовки специалистов высшей квалификации (кандидатами наук стали участники СНИЛ – А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков, С. В. Наливко, Д. М. Оношко, А. В. Поляков, Д. С. Шуляев, И. П. Марко, Н. Н. Кольчевский).

На кафедре начинают активно выполняться проекты по заданию Фонда фундаментальных исследований, руководителями которых являлись И. А. Малевич, И. С. Манак, М. М. Кугейко. В рамках выполнения данных проектов налаживается более тесное сотрудничество с НИИ охраны материнства и детства МЗРБ, институтом физики АН БССР. Активно ведутся совместные научно-исследовательские работы с ГОИ им. С. И. Вавилова в области дистанционного зондирования водных сред, выполняются различные проекты в рамках Госпрограмм. Результатом плодотворной работы в этот период является защита докторской диссертации М. М. Кугейко на тему «Теория и методы оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред в условиях отсутствия априорной информации» (научный консультант И. А. Малевич), кандидатских диссертаций В. Л. Козловым (науч. рук. И. А. Малевич, А. Ф. Шилов), К. Н. Коростиком (науч. рук. И. А. Малевич), В. А. Фираго (науч. рук. Б. Ю. Ханох). Выходит в свет монография И. А. Малевича, Д. А. Ефременко и Э. И. Табачника «Синтез образцовых мер времени»: Мн.: Университетское, 1994. – 352с., являющаяся обобщением исследований по синтезу образцовых мер времени.

Научные результаты сотрудников кафедры, факультета и ученых других научных и учебных заведений Беларуси и зарубежных стран стали публиковаться в сборнике научных трудов «Оптико-электронная техника», который стал периодически издаваться на кафедре, начиная с 1989 г. К настоящему времени вышло в свет 7 изданий данного сборника.

В 1996 г. профессор И. А. Малевич переходит на дипломатическую работу в МИД РБ. Обязанности заведующего кафедрой в 1996-1997 учебном году исполнял доцент Е. Д. Карих. С сентября 1997 г. обязанности заве-

дующего кафедрой стал исполнять доктор физ.-мат. наук М. М. Кугейко. В феврале 1998г. он был избран на эту должность по конкурсу.

Кугейко Михаил Михайлович

Родился 3 апреля 1948 г. в деревне Погири Дятловского района Гродненской области. В 1963 г. закончил 8 классов СШ № 2» г.п. Дятлово и поступил в Минский автомеханический техникум. После окончания техникума работал на минском автозаводе в должности инженера-технолога. В 1968г. поступил на вечернее отделение физического факультета Белорусского государственного университета. С 1971г. начинается его трудовая и научная деятельность в БГУ – вначале техником на кафедре ядерной физики, затем старшим техником, инженером, старшим инженером, младшим научным сотрудником, старшим научным сотрудником в НИИ ПФП им. А. И. Севченко. В 1974 г. закончил обучение на физическом факультете БГУ.

В 1984 г. М. М. Кугейко защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физ. мат. наук. В 1988 г. переводится на должность ведущего научного сотрудника НИИ лазерных систем кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ. С 1998 г. начинается его преподавательская работа на кафедре в должности доцента (по совместительству). В 1994 г. защищает докторскую диссертацию и начинает работу в должностях главного научного сотрудника и профессора кафедры (по совместительству). В 2003 г. ему присваивается звание профессора по специальности «Физика».

Наряду с педагогической деятельностью М. М. Кугейко активно занимается научной работой. В частности, им разработана концепция «безаприорности» в оптико-физических измерениях. Автор двух монографий: «Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности)», 1999 г. и «Теория и методы оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред» (2003 г. в соавторстве с Д. М. Оношко). Им подготовлено 3 учебных пособия («Лазерная диагностика и спектроскопия» с грифом Минобразования РБ, 2002 г.), издан курс лекций «Медицинская экология» (1998 г.). Автор более 250 научных публикаций, из которых более 40 авторские свидетельства и патенты на изобретения.

К моменту назначения на должность заведующего кафедрой М. М. Кугейко значительных изменений в преподавательском составе кафедры не произошло. Вышел на пенсию доцент В. Г. Пикулик. Однако его научные разработки, доведенные до экспериментальных макетов (портативный оп-

тико-электронный прибор для пространственного ориентирования слепых, модульное фотоприемное устройство, малогабаритный импульсный излучающий модуль, широкополосный генератор шума) широко представляются на Международных и Республиканских выставках. Ощутимые изменения претерпел учебно-вспомогательный персонал. Ушли на работу в другие места наиболее квалифицированные сотрудники, выпускники кафедры, В. А. Гарифов, И. В. Стальмаков, А. Беляков, А. Шепелевич. Значительно сократился штат НИЛ лазерных систем.

На факультете и кафедрах с 1997 г. введена магистерская подготовка студентов, разрабатываются учебные планы и спецкурсы для магистров по специализациям кафедры. В числе первых магистров кафедры были: Д. В. Ушаков, Е. В. Сюркина, О. П. Дуль, С. Н. Дрозд.

В научной деятельности кафедры выделяются следующие приоритетные направления: теория квантоворазмерных излучающих структур и разработка элементов функциональной оптоэлектроники на их основе; теория и методы оптико-физической диагностики аэродисперсных сред, отражающих объектов (в рамках концепции «безаприорности»); методы и системы высокоточной лазерной дальнометрии и пирометрии; лазерные медицинские системы.

По первому направлению основные научные исследования сконцентрированы в СНИЛ полупроводниковых лазеров. Полученные там новые научные результаты позволили за короткий срок защитить кандидатские диссертации ряду аспирантов, работающих в СНИЛ по совместительству. Защита кандидатских диссертаций была осуществлена практически в запланированный срок. В частности кандидатские диссертации были защищены А. А. Афоненко (науч. рук. И. С. Манак), Д. В. Ушаков (науч. рук. И. С. Манак, В. К. Кононенко), С. В. Наливко (науч. рук. И. С. Манак, В. К. Кононенко). Некоторое время они продолжали работать в СНИЛ научными сотрудниками. В 1998 г. А. А. Афоненко становится доцентом кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники, а Д. В. Ушаков в 2000 г. переходит на кафедру физики, продолжая активно участвовать в выполнении НИР кафедры квантовой радиофизики и электроники.

В настоящее время над диссертациями в СНИЛ полупроводниковых лазеров активно работают аспиранты А. Г. Буйкевич, А. Б. Матюхин, В. И. Цвирко.

Другие научные направления развивались научными сотрудниками в НИЛ лазерных систем и преподавателями кафедры при выполнении от-

дельных проектов. Так, по тематике оптико-физической диагностики рассеивающих сред и объектов были защищены кандидатские диссертации аспирантами кафедры Д. М. Оношко (2001 г., науч. рук. М. М. Кугейко) и А. В. Поляковым (2001 г., науч. рук. К. Н. Коростик, И. А. Малевич). После защиты А. В. Поляков становится ассистентом кафедры физики.

Значительные успехи достигаются в совершенствовании систем пирометрии, дальнометрии. В частности для НИИ охраны материнства и детства разрабатываются дистанционный бесконтактный измеритель температуры для новорожденных детей. Для других организаций Республики разработан пирометр с диапазоном измеряемых температур 30–1500 °С (В. Л. Козлов, С. И. Чубаров).

Успешно продолжаются работы по элементам оптических дальномеров (малогабаритный контроллер лазерного дальномера внедрен в ГП «ЛЭМТ», С. И. Чубаров). Разрабатывается портативный оптоэлектронный диагностический комплекс (электрокардиограф + пульсоксиметр), включающий снятие кардиограммы по 12 каналам, регистрацию пульсовой волны, определение содержания O_2 в крови), который в рамках заключенного договора о научно-техническом сотрудничестве внедряется в Белорусском государственном медицинском университете. (В. А. Фираго, И. А. Кобак). Создается измеритель коэффициентов ослабления, мутности жидких сред и растворов (на основе концепции «безаприорности»), демонстрирующий устойчивость к различным дестабилизирующим факторам (М. М. Кугейко, В. А. Фираго). Получены положительные результаты по лазерофорезу (А. М. Лисенкова) и т. д.

Совместно с концерном «Планар» разработан многоканальный лазерный интерферометр для контроля профиля поверхностей пластин, не имеющих аналогов в стране и за рубежом (В. Е. Матюшков, В. К. Самохвалов, В. М. Стецик, В. М. Колесников).

Получаемые научные результаты регулярно публикуются в научных журналах, периодически издаваемом на кафедре сборнике «Оптико-электронная техника», докладываются на Международных, Республиканских симпозиумах, конференциях, семинарах. С 1997 г. на кафедре начинается издание второго сборника «Полупроводниковые лазеры» (под редакцией И. С. Манака), больше ориентированного на публикацию работ аспирантов, магистрантов, студентов. Выходят в свет монографии М. М. Кугейко «Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности)» (2000 г.)

и М. М. Кугейко, Д. М. Оношко «Оптико-физическая диагностика неоднородных рассеивающих сред» (2003 г.).

С 1998г. на кафедре совместно с НИИ ПФП им. А. Н. Севченко стала проводиться с периодичностью раз в 2 года вначале Межгосударственная, а затем Международная конференция по квантовой электронике (сопредседатели академик А. Ф. Чернявский, доцент И. С. Манак). С каждым годом число участников конференции расширяется. Это обуславливается и тем, что научные результаты по квантоворазмерным структурам и системам на их основе, полученные на кафедре, вызывают все больший интерес у специалистов.

Начиная с 90-х годов стали происходить значительные изменения в преподавательском и учебно-вспомогательном составе кафедры. Пенсионного возраста достигают доценты И. А. Кобак, Г. Н. Цеханский, Н. А. Ушакова, И. С. Манак. Переходит на другую работу доцент С. В. Процко. Доценты Г. Н. Цеханский и Н. А. Ушакова уходят на пенсию, И. С. Манак и И. А. Кобак продолжают работу на кафедре по контракту. В это время доцентом кафедры избирается А. А. Афоненко, начинают работу доцентами (по совместительству) кандидаты наук К. Н. Коростик, В. А. Фираго, В. Л. Козлов. В учебно-вспомогательном персонале вместо ушедших появляются новые сотрудники: Л. Сергеева, Е. Г. Антилевская, Е. В. Бизюк. Создаются лабораторные практикумы по компьютерному моделированию полупроводниковых лазеров (А. А. Афоненко), по спецкурсам специализации «Медицинская электроника» (С. И. Чубаров, В. А. Фираго), совершенствуются лаборатории по детектированию оптического излучения, пирометрии (В. А. Фираго, И. А. Кобак). Налаживается более тесное сотрудничество с ИФ НАН РБ (на их базе проводятся лабораторные работы по части спецкурсов специализации «Квантовая электроника» (И. С. Манак)), с Белорусским государственным медицинским университетом (на его базе проводятся лабораторные работы с использованием современных электронных медицинских систем для специализации «Медицинская электроника» (В. А. Фираго, С. И. Чубаров)). Разрабатываются также лабораторные практикумы по общим курсам по выбору: «Полупроводниковые лазеры» (И. С. Манак), «Оптика и техника лазеров» (С. И. Чубаров), «Лазерные оптические технологии в микроэлектронике» (В. М. Колесников), которые стала обеспечивать кафедра. Создаются инструкции к лабораторным работам, выходит в свет учебное пособие «Физика полупроводниковых источников излучения (практикум)» с грифом Минобразования РБ (авторы

И. Л. Гурский, Е. В. Луценко, И. С. Манак). Оно предназначено для студентов университетов специальностей «Физическая электроника» и «Радиофизика».

Начиная с 2000 г. в БГУ стала действовать программа «Развитие». Одним из основных направлений программы является обеспечение учебного процесса собственными учебными, учебно-методическими изданиями. На кафедре данная работа стала проводиться еще раньше. Так в 1998 г. издаются курсы лекций «Медицинская электроника» (автор М. М. Кугейко), в 1999 г. «Полупроводниковые лазеры» (авторы Е. Д. Карих, И. С. Манак), в 2000 – учебное пособие «Оптоэлектроника» (с грифом Минобразования РБ, автор Е. Д. Карих), ряд учебных, учебно-методических пособий. Начиная с 2001 года каждый преподаватель кафедры ежегодно готовит по электронному варианту одного из читаемых им курсов или спецкурсов. В 2002 г. издаются уже упомянутое выше учебное пособие (практикум), подготовленное совместно сотрудниками кафедры и Института Физики НАН РБ, а также учебное пособие с грифом Минобразования «Лазерная диагностика и спектроскопия» (автор М. М. Кугейко). Подготовлено к изданию еще одно учебное пособие «Физика и оптика лазеров» (практикум). Авторы этого пособия кандидат физ.-мат. наук, доцент И. С. Манак (БГУ), кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник В. В. Жуковский (ИМАФ НАН Беларуси) и кандидат физ.-мат. наук А. А. Рыжевич (ИФ НАН Беларуси).

В настоящее время кафедра поддерживает тесное сотрудничество с некоторыми зарубежными научными и учебными заведениями. В частности, с Гданьской политехникой (Польша) ведутся совместные разработки по созданию систем контроля отходящих газов котлов. Постоянно происходит обмен научной информацией, способствующий улучшению качества выпускаемых полупроводниковых лазеров, с ФТИ им. А. Ф. Иоффе (г. Санкт-Петербург) и НИИ «Полюс» (г. Москва).

Таким образом, как видно из краткой хронологии, кафедра электрофизики, затем квантовой радиофизики и оптоэлектроники всегда соответствовала требованиям времени и успешно выполняла свои функции по подготовке высококвалифицированных специалистов для народного хозяйства и образования.

М. М. Кугейко, И. С. Манак

УЧЕБНЫЙ ПРОЦЕСС НА КАФЕДРЕ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

Учебный процесс на кафедре, как правило, всегда отражает тематику исследований научных сотрудников. Поэтому в период зарождения кафедры электрофизики преподавателями читались спецкурсы по ультразвуку, вакуумной технике, электровакуумным приборам, полупроводниковым приборам и др. (В. И. Арабаджи, В. А. Путан, М. Я. Резников, М. К. Шидловский). Учитывая новизну направления научных исследований, связанных с изучением электрофизических и фотоэлектрических свойств полупроводников, в том числе в сильных электрических полях, для чтения лекций по физике полупроводников были приглашены известные ученые из Ленинграда профессор Д. Н. Наследов, заместитель директора физико-технического института доктор технических наук Б. Т. Коломиец, профессор Н. П. Горюнова. С 1956 г. привлекались также для чтения лекций по совместительству ведущие специалисты радиотехнических предприятий г. Минска: начальник СКБ Минского радиозавода В. Н. Пумпянский, начальник лаборатории электротехнических и радиофизических измерений п/я 32 А. А. Лобанов.

Значительные изменения претерпел научный профиль кафедры электрофизики после того, как ее в 1962 г. возглавил переехавший из Ленинграда В. Г. Вафиади. Научные исследования начали концентрироваться в направлениях фотоэлектрической автоматики, радиационной пирометрии, в изучении процессов модуляции и демодуляции света. Это, в частности, отразилось и на учебном процессе. Так, профессор В. Г. Вафиади начинает читать общие курсы «Физика космоса» и «История физики», а также спецкурсы «Фотоэлектрическая автоматика» и «Электронная оптика». Значительно обновляется преподавательский состав кафедры: к работавшим на кафедре к сентябрю 1962 г. доценту М. Я. Резникову, старшему преподавателю В. А. Путану и ассистенту В. Ф. Силюку добавились ассистенты В. И. Лаврукович, И. С. Манак (1962 г.), Э. Н. Александрова (1964 г.), Л. Ф. Корзун (1966 г.), А. В. Федотенко (1970 г.), доцент В. Г. Пикулик (1964 г.), старшие преподаватели А. Ф. Шилов (1966 г.) и Е. Г. Мартинков (1968 г.). В связи с образованием кафедры радиофизики электроники СВЧ в 1963 г. туда переходит В. И. Лаврукович. Наряду с В. Н. Пумпянским (1956–1964 г.г.) на кафедре работали также совместители старший инженер СКБ Минского радиозавода Г. И. Лобач (1962–1965 г.г.) и начальник лаборатории радиоизмерительной аппаратуры СКБ Минского радиозавода Я. А. Слепян (1963–

1965 г.г), которые читали ряд спецкурсов по радиофизике, электронике, радиоизмерениям и проводили лабораторные занятия.

А. Ф. Шилов начинает читать спецкурсы «Автоматическое регулирование», «Инфракрасные информационно-измерительные системы», «Физические принципы модуляции и приема лазерного излучения», а в последующем также спецкурс «Фотоэлектрическая автоматика». Доцент В. Г. Пикулик обеспечивал чтение общего курса «Основы радиоэлектроники» и спецкурсов «Оптоэлектроника», «Приемники излучения» и «Методы регистрации слабых оптических сигналов». Старший преподаватель В. Ф. Силук читал спецкурсы «Электроизмерения» и «Измерения неэлектрических величин», Б. Ю. Ханох – «Электронная оптика» (вместо В. Г. Вафиади), «Методы обработки оптических сигналов», «Основы теории и расчеты оптико-электронных систем» и «Электронно-оптические приборы», Е. Г. Мартинков – «Радиоизмерения» и «Радиационная пирометрия», В. А. Путан – «Ультразвук», «Акустоэлектроника», «Электрические методы измерения неэлектрических величин», И. С. Манак – спецкурс «Лазеры», который с 1966 г. становится частью общего радиофизического курса «Квантовая радиофизика».

В дальнейшем преподавательский состав претерпел изменения в связи с переездом в 1975 г. отделения радиофизики и электроники в д. Щемыслица и образованием в 1976 г. одноименного факультета. В 1975 г. уходят в Политехнический институт и. о. доцента Е. Г. Мартинков и ассистент Л. Ф. Корзун, зачисляются в штат преподавателей Н. А. Ушакова (1975 г.), И. А. Кобак (1977 г.) и Г. Н. Цеханский (1979 г.), а еще раньше на научно-исследовательскую работу уходит ассистент А. В. Федотенко. В связи с уходом В. Г. Вафиади (1972 г.) курс «Физика космоса» в течение ряда лет читал Б. Ю. Ханох, курс «Астрономия» – Н. А. Ушакова. Доцент В. Г. Пикулик начинает читать общий курс «Твердотельная электроника», Н. А. Ушакова продолжила чтение общего курса «Астрономия» для студентов физического факультета и «Твердотельная электроника» для студентов вечернего отделения, а также спецкурсов «Радиоастрономия» и «Физика космоса». Старший преподаватель И. А. Кобак читал спецкурсы «Радиоизмерения» и «Оптоэлектроника», старший преподаватель Г. Н. Цеханский – «Приемники излучения», «Радиационная пирометрия» и «Тепловизионные системы». И. С. Манак кроме общего курса «Квантовая радиофизика» читал также ряд спецкурсов как для студентов дневного, так и вечернего отделений: «Квантовые полупроводниковые приборы», «Технология полупроводниковых лазеров», «Специальные вопросы статистической радиофизики» (в 1972–1973 учебном году) и «Оптоэлектроника» (в 1974–1975 учебном году).

В этот же период в общих чертах сформированы специализации кафедры на отделении «Радиофизика»: «Квантовая радиофизика и лазерные системы» и «Лазерные оптические технологии», причем последняя была ориентирована на целевую подготовку специалистов для конструкторского бюро точного электронного машиностроения (КБТЭМ) научно-производственного объединения «Планар».

С приходом на должность заведующего кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники (кафедра переименована 21.06.1982 г.) профессора И. А. Малевича (01.01.1988 г.) к 1994 г. в основном была создана структура подготовки специалистов по 4-м специализациям, причем к 2-м существующим специализациям на отделении «Радиофизика» добавились еще две на отделении «Физическая электроника»: «Медицинская электроника» и «Квантовая электроника». С конца 80-х годов к учебному процессу на условиях совместительства привлечены доктор физико-математических наук Л. Н. Орлов (ИФ НАНБ), получивший в 1991 г. звание профессора по кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники и кандидат физико-математических наук В. В. Жуковский (ИМАФ НАНБ), которые в течение ряда лет читали спецкурсы «Оптика и техника лазеров» (Л. Н. Орлов) и «Нелинейная оптика» и «Оптическая обработка информации» (В. В. Жуковский). В то же время сначала на условиях почасовой оплаты, а затем на 0,25 ставки профессора для чтения лекций по спецкурсу «Теория полупроводниковых лазеров» был привлечен В. К. Кононенко (ИФ НАНБ), которому в 1994 г. было присвоено звание профессора по кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники, а для чтения спецкурсов «Лазерные технологические системы» и «Лазерная обработка материалов» директор КБТЭМ В. Е. Матюшков. В 1990 г. на должность доцента переходит из НИИ ПФП при БГУ С. В. Процко, а в 1991 г. на освободившуюся после увольнения Б. Ю. Ханова должность доцента зачисляется Е. Д. Карих. С 1994 г. переходит на 0,5 ставки, а с 1996 г. на 0,25 ставки доцента В. Г. Пикулик, на которой проработал до 30.06.1997 г. (читал общий курс «Физика полупроводниковых приборов» и спецкурс «Детектирование слабых световых потоков»). К учебному процессу на условиях совместительства (0,25 ставки) привлекались также М. М. Кугейко (с/к «Лазерная диагностика окружающей среды», «Медицинская экология», «Лазерная спектроскопия»), И. С. Чубаров (с/к «Системы медицинской диагностики», «ПЭВМ в лазерных системах» и «ПЭВМ в лазерных технологиях»). С 1988 г. по 1995 г. доцент А. Ф. Шилов наряду с читаемыми им специальными курсами начинает читать общий курс «Квантовая радиофизика» на вечернем отделении. Заведующий кафедрой И. А. Малевич с 1988 г. по 1996 г. читал спецкур-

сы «Методы и системы квантовой электроники», «Методы и принципы построения оптико-электронных систем», «Статистические методы обработки информации». Доцент Е. Д. Карих начинает читать курс по выбору «Оптоэлектроника», который в последующем становится общим радиофизическим курсом, спецкурс «Когерентный прием лазерного излучения», обеспечивает чтение части общего курса «Квантовая радиофизика». Лекционная нагрузка остальных преподавателей была следующей: о/к «Квантовая радиофизика», с/к «Физика полупроводниковых лазеров», «Системы полупроводниковой квантовой радиофизики», «Физика некогерентных полупроводниковых источников излучения», «Полупроводниковые источники излучения в информационно-измерительных системах» (доцент И. С. Манак), с/к «Измерение параметров электромагнитного излучения в медицине», «Измерения в квантовой электронике», «Методы оптико-физических измерений», «Физические основы прикладной медицины», «Оптоэлектроника» на вечернем отделении (доцент И. А. Кобак); с/к «Приемники излучения», «ОЭС пирометрии и тепловидения», «Первичные датчики информации в лазерных медицинских системах», «Методы измерения температурных полей в медицине» (доцент Г. Н. Цеханский); «Лазерная техника», «Голография», «Нелинейная оптика», «Оптическая обработка информации» и др. (доцент С. В. Процко); «Вычислительная оптика», «Основы фотометрии», «Методы анализа оптических сигналов», «Метрология ОЭС», «Метрология в медицинской электронике» (старший преподаватель В. М. Колесников).

В дальнейшем кадровые изменения на кафедре состоялись в 1998 г., когда ушли по разным причинам доценты С. В. Процко, Н. А. Ушакова и Г. Н. Цеханский, вместо которых были зачислены на должности доцентов А. А. Афоненко и И. С. Чубаров. В 2003 г. доцентами стали В. Л. Козлов и В. А. Фираго, ранее работавшие в этой должности на 0,25 ставки, как и кандидат физико-математических наук К. Н. Коростик.

В настоящее время кафедра обеспечивает чтение общих курсов «Квантовая радиофизика» (И. С. Манак, Е. Д. Карих), «Оптоэлектроника» (Е. Д. Карих, А. А. Афоненко), курсов по выбору «Полупроводниковые лазеры» (И. С. Манак, А. А. Афоненко), «Оптика и техника лазеров» (И. С. Чубаров), «Основы оптических технологий для микроэлектроники» (В. М. Колесников), а также ряд специальных курсов, которые по 4-м специализациям кафедры представлены в табл. 1–4.

В рамках магистерской подготовки для трех специализаций, по которым осуществлялась подготовка магистров, читаемые спецкурсы представлены в табл. 5.

Таблица 1

**УЧЕБНЫЙ ПЛАН
СПЕЦИАЛЬНОСТЬ “РАДИОФИЗИКА”
СПЕЦИАЛИЗАЦИЯ “КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА
И ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ”**

№ п/п	Название дисциплины	Часы					
		Экзамены	Зачеты	Всего	Лекции	Лабораторные занятия	Лекторы Ф. И. О. должность
1	Взаимодействие лазерного излучения с веществом		5	58	34	24	Афоненко А.А. доцент
2	Измерения в квантовой электронике	6		70	34	36	Кобак И. А. доцент
3	Голография		7	52	28	24	Чубаров С. И. доцент
4	Детектирование слабых световых потоков		7	48	24	24	Фираго В. А. доцент
5	Когерентный прием лазерного излучения		8	30	30	0	Карих Е. Д. доцент
6	Методы и системы квантовой радиофизики	8	8	134	48	86	Кугейко М. М. профессор
7	Лазерные технологические системы		8	24	24	0	Колесников В.М. ст. преподав.
8	Интегральная оптика		9	20	20	0	Коростик К. Н. доцент
9	Специальные вопросы полупроводниковой квантовой электроники		9	20	20	0	Коростик К. Н. доцент
10	Теория полупроводниковых лазеров	9		90	40	50	Кононенко В. К. профессор
11	Системы полупроводниковой квантовой электроники	9		86	36	50	Манак И. С. доцент
12	Лазерная диагностика и спектроскопия	9		80	40	40	Кугейко М. М. профессор

Таблица 2

УЧЕБНЫЙ ПЛАН
СПЕЦИАЛЬНОСТЬ “РАДИОФИЗИКА”
СПЕЦИАЛИЗАЦИЯ “ЛАЗЕРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ”

№ п/п	Название дисциплины	Часы					
		Экзамены	Зачеты	Всего	Лекции	Лабораторные занятия	Лекторы Ф. И. О. должность
1.	Вычислительная оптика		5	58	34	24	Колесников В. М. ст. преподав.
2.	Методы оптико-физических измерений	6		70	34	36	Кобак И. А. доцент
3.	Квантовые полупроводниковые приборы		7	50	26	24	Афоненко А. А. доцент
4.	Приемники излучения		7	60	26	24	Фираго В. А. доцент
5.	Основы фотометрии		8	70	32	38	Колесников В. М. ст. преподав.
6.	Оптическая обработка информации	8		48	24	24	Чубаров С. И. доцент
7.	Лазерная обработка материалов		8	22	22	0	Колесников В. М. ст. преподав.
8.	ОЭС пирометрии и тепловидения		8	48	24	24	Фираго В. А. доцент
9.	Методы анализа оптических сигналов	9		42	42	0	Колесников В. М. ст. преподав.
10.	Методы и принципы построения ОЭС	9		100	50	60	Кугейко М.М. профессор
11.	Метрология ОЭС	9		72	32	40	Колесников В. М. ст. преподав.
12.	Волоконная оптика		9	32	32	0	Кобак И. А. доцент

Таблица 3

УЧЕБНЫЙ ПЛАН
СПЕЦИАЛЬНОСТЬ “ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА”
СПЕЦИАЛИЗАЦИЯ “МЕДИЦИНСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА”

№ п/п	Название дисциплины	Часы					
		Экзамены	Зачеты	Всего	Лекции	Лабораторные занятия	Семинары Ф.И.О. должность
1.	Измерение параметров электромагнитного излучения в медицине		5	58	34	24	Кобак И. А. доцент
2.	Первичные датчики информации в лазерных медицинских системах		6	62	32	30	Козлов В. Л. доцент
3.	Взаимодействие лазерного излучения с биологическими объектами		7	70	34	36	Чубаров С. И. доцент
4.	Методы измерения температурных полей в медицине	8		76	36	40	Фираго В. А. доцент
5.	Медицинские лазеры		8	34	34	0	Чубаров С. И. доцент
6.	Системы медицинской диагностики	8		86	30	56	Чубаров С. И. доцент
7.	Радиофизические основы прикладной медицины		8	24	24	0	Чубаров С. И. доцент
8.	Физические основы прикладной медицины	9		80	40	40	Афоненко А. А. доцент
9.	Медицинская экология	9		54	24	30	Кугейко М. М. профессор
10.	Статические методы измерений и обработки информации в медицине	9		54	24	30	Кугейко М. М. профессор
11.	Спектроскопия фотосмещения в медико-биологических исследованиях	9		20	20	0	Карих Е. Д. доцент
12.	Электроника в медицине		9	44	24	20	Козлов В. Л. доцент
13.	Метрология в медицинской электронике		9	40	20	20	Колесников В.М. ст. преподав.

УЧЕБНЫЙ ПЛАН
СПЕЦИАЛЬНОСТЬ “ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА”
СПЕЦИАЛИЗАЦИЯ “КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА”

№ п/п	Название дисциплины	Часы					
		Экзамены	Зачеты	Всего	Лекции	Лабораторные занятия	Лекторы Ф. И. О. должность
1.	Фотоэлектрические процессы в полупроводниковых структурах		5				Кононенко В. К. профессор
2.	Фотоэлектрические полупроводниковые приборы		6				Кононенко В. К. профессор
3.	Оптические свойства полупроводников		7	54	18	36	Карих Е. Д. доцент
4.	Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров		7	16	16		Афоненко А. А. доцент
5.	Кинетическая теория полупроводниковых лазеров	8		70	26	44	Афоненко А. А. доцент
6.	Квантоворазмерные и интегральные лазеры	8		34	34		Кононенко В. К. профессор
7.	Физика некогерентных источников излучения		8	34	34		Манак И. С. доцент
8.	Полупроводниковые лазерные источники излучения		8	82	30	52	Манак И. С. доцент
9.	Методы измерения параметров излучения п/п лазеров		9	50	26	24	Козлов В. Л. доцент
10.	Методы управления параметрами излучения инжекционных лазеров	9		26	26		Козлов В. Л. доцент
11.	Полупроводниковые источники излучения в информационно-измерительных системах	9		142	20 20 10	92	Манак И. С. доцент Фираго В. А. доцент
12.	Технология полупроводниковых лазеров		9	24	24		Афоненко А. А. доцент
13.	Компьютерное моделирование физических процессов в п/п лазерах	9		50	26	24	Афоненко А. А. доцент

Таблица 5

**УЧЕБНЫЙ ПЛАН ПОДГОТОВКИ МАГИСТРОВ
КАФЕДРЫ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

№ п/п	Дисциплины	лекций, часов	Отчетность	
			1-й се- местр	2-й се- местр
Дисциплины специализации «Квантовая радиофизики и лазерные системы»				
1.	Основы квантовой и статистической оптики	26	экзамен.	—
2.	Принципы построения лазерных измерительных систем	28	—	зачет
3.	Квантоворазмерные лазеры	28	зачет	—
4.	Динамика инжекционных лазеров	26	—	экзамен.
Дисциплины специализации «Медицинская электроника»				
1.	Статистические методы в медицинской физике и экологии	26	зачет	—
2.	Полупроводниковые источники и приемники в медицине	26	—	зачет
3.	Физические основы прикладной медицины	28	экзамен.	—
4.	Оптико-физическая диагностика неоднородных биологических объектов и сред	28	—	экзамен.
Дисциплины специализации «Квантовая электроника»				
1.	Квантоворазмерные инжекционные лазеры	28	экзамен.	—
2.	Проблемы лазерной физики	26	зачет	—
3.	Динамика излучения инжекционных лазеров	28	—	экзамен.
4.	Основы квантовой и статистической оптики	26	—	зачет

Большое внимание кафедра уделяет методическому обеспечению учебного процесса. За время функционирования кафедры изданы курсы и конспекты лекций, учебные пособия, руководства к лабораторным работам, которые представлены в табл. 6 и около 100 методических указаний по читаемым курсам и отдельным лабораторным работам, включая изданные в 1991 г. «Методические указания по подготовке, оформлению и защите дипломных работ» объемом 16 с. (авторы И. С. Манак, В. Г. Пикулик, В. А. Фигурин) и в 2002 г. «Методические указания по подготовке, оформлению и защите курсовых и дипломных работ» объемом 52 с. (авторы А. А. Афоненко, М. М. Кугейко, И. С. Манак, В. А. Фираго).

**СПИСОК УЧЕБНЫХ ПОСОБИЙ, КУРСОВ ЛЕКЦИЙ,
РУКОВОДСТВ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ**

а) Курсы лекций

1. *Кугейко М. М.* Медицинская экология. Мн.: БГУ, 1998. 116 с.
2. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры. Мн.: БГУ, 1999. 199 с.

б) Учебные пособия

3. *Вафиади В. Г.* Фотоэлектрическая автоматика (с грифом Министерства высшего и среднего спец. обр. БССР). Мн.: Высшая школа, 1966. 208 с.
4. *Карих Е. Д.* Оптоэлектроника (с грифом Минобразования РБ). Мн.: БГУ, 2000. 263 с.
5. *Кугейко М. М.* Лазерная диагностика и спектроскопия (с грифом Минобразования РБ). Мн.: БГУ, 2002. 276 с.
6. *Гурский А. Л., Луценко Е. В., Манак И. С.* Физика полупроводниковых источников излучения (с грифом Минобразования РБ). Мн.: БГУ, 2002. 111 с.
7. *Манак И. С.* Квантовые полупроводниковые приборы. Лабораторный практикум. Мн.: БГУ, 1988. 60 с.
8. *Манак И. С.* Квантовые полупроводниковые приборы. Ч. 1. Мн.: БГУ, 1989. 62 с.
9. *Колесников В. М.* Основы фотометрических систем. Мн.: БГУ, 1989. 74 с.
10. *Манак И. С.* Квантовые полупроводниковые приборы. Ч. 2. Мн.: БГУ, 1991. 67 с.
11. *Манак И. С.* Системы полупроводниковой квантовой электроники. Мн.: БГУ, 1992. 68 с.
12. *Коростик К. Н., Малевич И. А., Манак И. С.* Специальные вопросы полупроводниковой квантовой электроники. Лабораторный практикум. Ч. 1. Мн.: БГУ, 1994. 24 с.
13. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1995. 108 с.
14. *Кугейко М. М.* Лазерная диагностика окружающей среды. Мн.: БГУ, 1995. 60 с.
15. *Колесников В. М.* Вычислительная оптика. Мн.: БГУ, 1996. 40 с.
16. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1997. 59 с.
17. *Кугейко М. М.* Лазерная спектроскопия. Мн.: БГУ, 1997. 64 с.
18. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Кинетическая теория инжекционных лазеров. Мн.: БГУ, 1998. 69 с.

в) Руководство к лабораторным работам

19. *Цеханский Г. Н.* Приемники излучения. Мн.: БГУ, 1997. 47 с.

М. М. Кугейко, И. С. Манак

ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА КАФЕДРЕ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

В целях приведения в соответствие наименований кафедр с реальным содержанием проводимой ими работы заместитель министра Минвуза БССР Ф. Н. Капуцкий подписал приказ № 330 от 21 июня 1982 г. о переименовании кафедры электрофизики Белгосуниверситета в кафедру квантовой радиофизики и оптоэлектроники. Первое упоминание о кафедре электрофизики содержится в приказе ректора БГУ К. И. Лукашева № 178 от 7 сентября 1953 г., где объявлен профессорско-преподавательский состав кафедр БГУ на 1953–1954 учебный год в соответствии со штатным расписанием № 413 от 23.03.1953 г. На кафедре электрофизики было 2 сотрудника при вакансиях заведующего кафедрой и доцента: совместитель кандидат физико-математических наук, доцент В. И. Арабаджи и штатный сотрудник ассистент С. А. Кисляков, работавшие ранее на кафедре общей и экспериментальной физики.

Описание структурных изменений на физико-математическом факультете, связанных с образованием новых кафедр, содержится в резолюции кафедры общей и экспериментальной физики по вопросам перестройки работы от 29.11.1952 г. В частности, в ней говорится, что «для устранения организационных недостатков в работе кафедра ходатайствует перед деканом факультета и ректором БГУ о создании дополнительных специальных кафедр по экспериментальной физике, чтобы наряду с кафедрой общей физики существовали кафедра физической оптики, кафедра электрофизики и кафедра молекулярной физики, целесообразность создания которых определяется научными требованиями, которые предъявляют к кафедре предприятия республики». Приказом ректора № 188 от 17.06.1954 г. старший преподаватель кафедры общей и экспериментальной физики М. К. Шидловский назначен на вакантную должность доцента кафедры электрофизики с 1.06.1954 г., приказом № 292 от 14.09.1954 г. на него были возложены обязанности и. о. заведующего кафедрой, а 9 мая 1958 г. он был избран по конкурсу на эту должность. Тематика научных исследований кафедры концентрировалось в направлении изучения электрофизических и фотоэлектрических свойств полупроводников, а также свойств полупроводников в сильных электрических полях (М. К. Шидловский, В. А. Путан, С. А. Кисляков).

После преждевременной кончины доцента М. К. Шидловского с 30 апреля 1961 г. по 1 сентября 1962 г. и. о. заведующего кафедрой электрофизики был старший преподаватель В. А. Путан.

Осенью 1962 г. кафедру электрофизики физического факультета возглавил переехавший из Ленинграда (ГОИ им. С. И. Вавилова) Владимир Гаврилович Вафиади, которому 27 апреля 1963 г. была присуждена ученая степень доктора физико-математических наук, в сентябре 1964 г. присвоено звание профессора, а в 1966 г. он был избран членом-корреспондентом АН БССР. Под непосредственным руководством В. Г. Вафиади на кафедре начались исследования в области оптической локации и светодальнометрии, радиационной пирометрии, фотоэлектрической автоматики, физики атмосферы и астрофизики. В частности, в области оптической локации проводились работы по способам модуляции и демодуляции лазерного излучения., в том числе, излучения полупроводниковых инжекционных лазеров (И. А. Кобак, И. С. Манак, А. Ф. Шилов), по габаритному расчету светолокационных светодальномеров (Б. Ю. Ханох), разрабатывалась аппаратура на электронно-оптических преобразователях и ФЭУ для исследования быстропротекающих процессов (М. Г. Лившиц, В. Ф. Силук), в том числе в плазме (М. Г. Лившиц, Е. Г. Мартинков). Второе направление – это измерение температур слабонагретых тел радиационными, в основном сканирующими, пирометрами (Э. Н. Александрова, Ж. П. Ключевская, В. Г. Пикублик, А. В. Федотенко, Л. Ф. Корзун, В. И. Зубко). Радиационные пирометры использовались также для дефектоскопии различных изделий: проволоки, труб и т. д. (И. Г. Леонов, Л. Ф. Корзун), конструкций корпусов космических аппаратов (И. Г. Леонов, Г. Н. Цеханский, А. И. Соколик), для контроля качества холодильных агрегатов (И. Г. Леонов, Г. Н. Цеханский) и изделий микроэлектроники (А. В. Федотенко). С использованием точечного радиационного пирометра с линейным разрешением ~ 8 мкм исследован тепловой режим работы полупроводниковых инжекционных лазеров (С. Д. Жарников, И. С. Манак). Фотоэлектрическая автоматика развивалась в направлении применения фотоэлектрических следящих систем для гидирования телескопов (А. П. Почкаев, Кхонг Динь Хонг). Четвертое направление соприкасается с областями геофизики и фотоэлектрической автоматики. Сканирующим фотоэлектрическим устройством исследуются распределение яркости и контрастов по небосводу, и измеряются пространственные частоты поля лучистости в различных участках спектра (В. В. Долинин, И. А. Кобак,

О. П. Кузнечик – в участках 1,8–2,7; 3,6–4,2 и 4,5–5,2 мкм; Н. М. Ельяшевич (Ксенофонтова) – в длинноволновой области спектра 20–25 мкм методом остаточных лучей; в участке спектра 4,5–5,2 мкм В. В. Долинин, О. П. Кузнечик, Г. С. Синяков). В работах последнего направления принимали также участие В. М. Колесников, А. П. Почкаев и Б. Ю. Ханох. Начались работы в области гибкой оптики большого диаметра в ИК диапазоне для пирометрических, светодальномерных, астрофизических и астрономических приложений (А. А. Русак).

Продолжались успешно начатые в ГОИ им. С. И. Вавилова В. Г. Вафиади исследования по модуляторам оптического излучения. В частности, Н. А. Ушаковой и А. И. Соколиком была существенно улучшена конструкция модулятора на оптическом контакте. Н. А. Ушакова разрабатывала и исследовала также оптико-электронные приборы в применении и фотометрии протяженных космических объектов, в том числе Марса во время великого противостояния планет в 1969 г.

На кафедре электрофизики под руководством В. Г. Вафиади успешно защитили кандидатские диссертации Л. Н. Лук, Б. Ю. Ханох, Кхонг Динь Хонг, А. Ф. Шилов, Джон Джастис Флетчер, Е. Г. Мартинков, О. П. Кузнечик, Н. А. Ушакова.

В 1969 г. под общей редакцией В. Г. Вафиади и М. М. Мирошникова в издательстве БГУ вышла коллективная монография «Радиационные измерения температур слабонагретых тел», а в 1970 г. – монография В. Г. Вафиади и Ю. В. Попова «Скорость света и ее значение в науке и технике».

С 1962 г. на кафедре начались исследования в области теории антенн (А. Н. Казарин). Однако они были прекращены в 1963 г., так как с марта 1963 г. была образована кафедра радиофизики и электроники СВЧ, и. о. заведующего которой был назначен В. А. Путан, работавший в этой должности по октябрь 1965 г. Вместе с ним на кафедру радиофизики и электроники СВЧ перешли доцент А. Н. Казарин и старший преподаватель В. И. Лаврукович.

С приходом на должность заведующего кафедрой В. Г. Вафиади начинается тесное сотрудничество с ГОИ им. С. И. Вавилова (г. Ленинград), почти на тридцать лет определившее направленность научных исследований сотрудников и преподавателей кафедры. С 1972 г. кафедру электрофизики возглавил ученик В. Г. Вафиади, кандидат физико-математических наук, доцент А. Ф. Шилов, который оставался в этой должности 15 лет. В 1974–1975 учебном году в связи с научной стажир-

ровкой А. Ф. Шилова в США, исполняющим обязанности заведующего кафедрой был кандидат технических наук, доцент В. Г. Пикулик.

Именно в эти годы получил дальнейшее развитие гетеродинный способ приема и измерения параметров излучения полупроводниковых лазеров, модулированного сверхвысокими частотами, теоретически описаны режимы преобразования частоты и фазового детектирования в ФЭУ (И. А. Кобак, И. С. Манак, А. Ф. Шилов), созданы генераторы накачки полупроводниковых инжекционных лазеров (И. А. Кобак, В. Г. Пикулик) и фотоэлектронные устройства на лавинных фотодиодах в режимах гетеродинирования и динамического смещения (В. И. Лаврукович, В. Г. Пикулик, Г. Е. Писаков, А. Е. Пискунов), разработаны методики и аппаратура для исследования динамических, пространственно-временных, спектральных, тепловых, поляризационных, электрофизических и излучательных характеристик инжекционных лазеров (И. С. Манак, А. Ф. Шилов, И. А. Кобак, Е. Д. Карих, В. Г. Пикулик, С. Д. Жарников, В. М. Колесников, А. М. Лисенкова, студенты В. В. Смоляков, М. Е. Клокова, Ю. Л. Журавский, М. П. Бобко, И. В. Лешкевич, Ю. В. Пучин, А. Н. Бондаренко, С. Б. Михнюк, Н. В. Фалькова, Е. В. Карачун (Павловец) и др.), выполнен цикл работ по вторичным процессам в полупроводниковых излучателях на основе прямозонных полупроводников, предложена оригинальная методика определения внутреннего квантового выхода люминесценции, не требующая абсолютных измерений мощности излучения (Е. Д. Карих).

Исследовались деградационные процессы в полупроводниковых инжекционных лазерах и светодиодах при воздействии радиации (А. В. Баркова, И. С. Манак) и в процессе эксплуатации (И. С. Манак, А. В. Баркова, Т. А. Сырникова), а также инжекционный и лазерный отжиг радиационных дефектов (И. С. Манак, А. В. Лютов, В. В. Мельниченко).

Были разработаны также системы накачки для отпаянных трубок с полупроводниковой мишенью, возбуждаемой электронным пучком (К. Н. Коростик, И. С. Манак, В. М. Стецик, В. В. Шейченко), устройства интегральной оптики с обработкой информации в реальном времени (И. Д. Бондаренко, И. С. Манак, В. М. Колесников, Е. П. Колик), система обнаружения источника лазерного излучения на местности (И. А. Кобак, К. Н. Коростик, Е. Д. Карих, Т. Н. Матвеев, Д. Е. Мартинков). Изучены спектрально-люминесцентные характеристики высококонцентрированных активных сред, перспективные для создания твердотельных мини- и

микролазеров (К. Н. Коростик, И. С. Манак, С. Д. Жарников, Н. Е. Коренда). Предложены конструкции двух твердотельных микролазеров на основе высококонцентрированных сред с оптической накачкой от линеек инжекционных лазеров, на которые получены два авторских свидетельства (Н. Д. Бондаренко, Е. Д. Карих, И. С. Манак, А. Ф. Шилов).

С 1971 г. на кафедре электрофизики интенсивно начало развиваться направление исследований в области построения астрофотометрической аппаратуры в инфракрасном диапазоне спектра и к 1979 г. были разработаны 4 модификации ИК астрофотометров и проведена их аттестация (В. М. Колесников).

В русле развития элементной базы для светолокационных дальнометров активизировались исследования в области тетраэдрических многоэлементных отражателей (Б. Ю. Ханох, И. Д. Бондаренко) и автоколлимационных систем (И. Д. Бондаренко), результаты которых были обобщены в вышедших в издательстве БГУ монографиях Б. Ю. Ханоха «Оптические отражатели тетраэдрического типа в активных системах» (1982 г.) и И. Д. Бондаренко «Принципы построения фотоэлектрических автоколлиматоров» (1984 г.).

Продолжались работы по пирометрии, в частности, был разработан пирометр спектральных отношений (Б. Ю. Ханох, А. В. Сопелев) и тепловизор для медицинских целей (И. Д. Бондаренко, Б. Ю. Ханох, В. А. Фираго).

Под научным руководством А. Ф. Шилова были защищены кандидатские диссертации И. А. Кобаком, И. С. Манаком, Г. Н. Цеханским и Е. Д. Карих.

С 1 января 1988 г. кафедру возглавил прошедший по конкурсу на эту должность доктор физико-математических наук, профессор И. А. Малевич. С его приходом на кафедре была организована научно-исследовательская лаборатория лазерных систем (научный руководитель – И. А. Малевич, заведующий лабораторией – С. И. Чубаров). Под руководством И. А. Малевича были разработаны теория и методы построения систем лазерной гидрооптики подводного и высотного базирования (С. И. Чубаров, И. И. Вельджанов, М. М. Кугейко, А. К. Ясаков, А. Н. Бородавко), теория и методы обнаружения в океане следов объектов искусственного и естественного происхождения на основе корреляции рассеянных световых полей и их упругого, комбинационного рассеяния и люминесцентного излучения (А. К. Ясаков, М. М. Кугейко, Н. М. Ксенофонтова); теория и методы лазерной доплеровской анемометрии.

метрии нестационарных потоков (С. И. Чубаров); теория и методы построения оптической памяти адаптивного типа в реальном масштабе времени; методы построения оптических вычислителей регенеративного типа (С. В. Процко, С. И. Чубаров, А. В. Поляков, К. Н. Коростик); методы анализа сигналов рассеяния относительно оптических и микрофизических параметров атмосферы и гидросферы (М. М. Кугейко, А. Н. Бородавка); методы и системы лазерной стабилизации иммунной системы (С. И. Чубаров, С. Д. Жарников, А. М. Лисенкова, Н. М. Ксенофонта). Продолжаются работы по синтезу образцовых мер времени.

В 1994 г. в издательстве «Университетское» выходит монография И. А. Малевича, Д. А. Ефременко, Э. И. Табачника «Синтез образцовых многозначных мер времени», а ЦНИИ «Электроника» (г. Москва) в 1990 г. издает книгу А. М. Лисенковой, И. С. Манака «Тепловой режим работы инжекционных лазеров».

В рамках сотрудничества с ГОИ им. С. И. Вавилова в 1984–1990 г.г. продолжались работы по поисково-обзорным лазерным системам, в которых принимали участие А. Ф. Шилов (научный руководитель), В. А. Фираго, Е. П. Колик, Е. Д. Карих, К. Н. Коростик, В. Л. Козлов, И. А. Кобак, А. В. Баркова, Ж. П. Клечковская, А. М. Лисенкова, Т. Н. Матвеевко.

Под руководством профессора И. А. Малевича в этот же период на морской базе ГОИ им. С. И. Вавилова на Черном море ведутся работы по натурным исследованиям характеристик морской среды с помощью совместно созданной лидарной системы высотного базирования, а также подводной системы фотометрирования световых потоков. С использованием новых методик обработки результатов измерений впервые по результатам зондирования с вертолета были получены профили коэффициентов ослабления оптического излучения как на атмосферных участках зондирования, так и в водной среде, выявлены аномалии в значениях оптических характеристик в приводном слое.

Важным достижением данного периода следует считать разработку концепции «безаприорности» в оптико-физической диагностике неоднородных рассеивающих сред и на ее основе новых методов зондирования атмосферы, водных сред, подстилающей поверхности, позволяющих максимально устранить влияние различных дестабилизирующих факторов на результат измерений. По данному научному направлению в 1994 г. защищена докторская диссертация М. М. Кугейко.

На кафедре не прекращаются исследования и по традиционным для нее направлениям. Так, активно и успешно ведутся работы по дальнометрии. Результатом работы в этой области является защита кандидатских диссертаций В. Л. Козловым (1996 г.) и К. Н. Коростиком (1994 г.). По результатам исследований яркости и контрастов по небосводу и разработанным методам выделения объектов на этом фоне защищена кандидатская диссертация В. А. Фираго (1991 г.).

Получили дальнейшее развитие методы радиационной пирометрии. В период 1992–1993 г.г. разработан бесконтактный низкотемпературный пирометр с диапазоном измеряемых температур $-30\text{ }^{\circ}\text{C} - +500\text{ }^{\circ}\text{C}$ с погрешностью измерения $1\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 1\%$. в дальнейшем был освоен и выпуск измерителей температуры на базе данной разработки с диапазоном измерений $30\text{ }^{\circ}\text{C} - 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ (В. Л. Козлов, С. И. Чубаров)

С 1994 г. под руководством И. А. Малевича начались работы по исследованию и разработке элементов оптического компьютера (оптических вычислителей, запоминающих устройств регенеративного типа (С. И. Чубаров, К. Н. Коростик, С. В. Процко)). На основе разработанных новых типов тетраэдрических отражателей (С. В. Процко) были предложен и реализован ряд оптических логических элементов. В 1992г. в производственном объединении «Белвар» внедрен в производство электронный модуль измерителя концентрации нитратов в различных средах (С. И. Чубаров, А. Н. Бородавко, А. Н. Шило). Создаются терапевтические установки на основе полупроводниковых лазеров инфракрасного излучения с перестраиваемыми параметрами (С. Д. Жарников, С. И. Чубаров).

Своим решением от 27 октября 1992 г. Совет факультета радиофизики и электроники поддержал предложение кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники об организации студенческой научно-исследовательской лаборатории (СНИЛ) «Полупроводниковые лазеры» (научный руководитель доцент И. С. Манак). В связи с этим была упразднена существовавшая ранее СНИЛ кафедры (научный руководитель доцент Г. Н. Цеханский). Приоритет в работе СНИЛ полупроводниковых лазеров изначально был отдан фундаментальным исследованиям в области инжекционных лазеров, включая квантоворазмерные лазеры на основе многослойных асимметричных гетероструктур и полупроводниковых легированных сверхрешеток, а также их практическим приложениям: лазерная диодная и светодиодная спектроскопия и оптико-медицинское приборостроение.

В связи с переходом в феврале 1996 г. И. А. Малевича на дипломатическую работу исполняющим обязанности заведующего кафедрой был назначен доцент Е. Д. Карих, а с сентября 1997 г. кафедру возглавил доктор физико-математических наук М. М. Кугейко.

К данному времени на кафедре первостепенное значение получили следующие научные направления: разработка полупроводниковых излучающих структур и элементов функциональной оптоэлектроники; разработка теории и методов оптико-физической диагностики аэродисперсных сред; разработка методов и систем высокоточной лазерной дальнометрии и пирометрии; лазерная медицина и интерферометрия.

К основным результатам, полученным за период с 1997г. можно, в частности, отнести следующие: развита теория квантоворазмерных инжекционных лазеров на основе асимметричных многослойных гетероструктур и лазерных сверхрешеток и предложены новые элементы функциональной оптоэлектроники (А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливко, Д. В. Ушаков); предложены новые методы определения оптических характеристик рассеивающих сред, в том числе на переходных участках слоисто-неоднородных сред, с использованием концепции «безаприорности» (М. М. Кугейко, Д. М. Оношко); разработаны способы определения содержания газовых составляющих в сложных многокомпонентных средах (М. М. Кугейко, В. А. Фираго); созданы измерители СО, метана, влажности (В. А. Фираго); разработаны «бескалибровочный» измеритель коэффициентов ослабления, прозрачности водных сред, растворов (М. М. Кугейко, В. А. Фираго), система определения дефектов в металлоконструкциях, низкотемпературный бесконтактный пирометр для новорожденных (В. Л. Козлов, С. И. Чубаров); исследовано влияние температуры и флуктуационных эффектов на процесс рециркуляции в оптоэлектронных системах динамического типа (К. Н. Коростик, А. В. Поляков); разработан и создан совместно с КБТЭМ ОМО концерна «Планар» не имеющий аналогов в стране и за рубежом многоканальный лазерный интерферометр (В. Е. Матюшков, В. К. Самохвалов, В. М. Стецик, В. М. Колесников).

Разработанные и созданные В. Г. Пикуликом портативный оптико-электронный прибор для пространственного ориентирования лиц, потерявших зрение, модульное фотоприемное устройство, малогабаритный импульсный излучающий модуль широко представляются на различных международных и республиканских выставках. Это касается и портативного аппарата инфракрасной лучистой энергии (С. И. Чубаров), пиро-

метров (В. Л. Козлов, С. И. Чубаров), измерителя влажности в теплицах (В. А. Фираго).

В области лазерной медицины совместно с кафедрой биохимии биофака БГУ стали интенсивно проводиться исследования по лазерофарезу (А. М. Лисенкова, В. В. Сенчук). В. А. Фираго, И. А. Кобаком, А. А. Скобляковым разработан оптико-электронный диагностический комплекс (12-ти каналный кардиограф, пульсоксиметр, плетизмограф) для обеспечения лабораторного практикума в Белорусском государственном медицинском университете.

Все эти годы успешно функционировала на кафедре СНИЛ полупроводниковых лазеров, ставшая серьезным научным подразделением, где успешно прошли апробацию новые современные технологии образования. За 10 лет студентами СНИЛ полупроводниковых лазеров опубликовано 148 статей, 216 тезисов докладов, получено 6 патентов на изобретение, студенты являются соавторами 7 учебно-методических пособий и 24 отчетов о НИР. 24 студента стали лауреатами Республиканского смотра студенческих научных работ по физике с награждением дипломом 1-й степени и денежной премией, 14 студентов награждено свидетельствами Совета специального фонда Президента Республики Беларусь за лучшую научную работу по физике. В СНИЛ выполнено 9 магистерских диссертаций, 8 бывших членов СНИЛ стали кандидатами наук, причем 5 диссертаций подготовлено в СНИЛ: А. А. Афоненко (1997 г., научный руководитель доцент И. С. Манак), С. В. Наливко (1999 г., научные руководители профессор В. К. Кононенко, доцент И. С. Манак), Д. В. Ушаков (2000 г., научные руководители профессор В. К. Кононенко, доцент И. С. Манак), Д. М. Оношко (2002 г., научный руководитель д. ф.-м. н. М. М. Кугейко) и А. В. Поляков (2002 г. научные руководители профессор И. А. Малевич и к. ф.-м. н. К. Н. Коростик), 3 защищены в срок и 1 досрочно. Дважды, в 2001 и 2003 г.г. СНИЛ получала Гранты финансовой поддержки спецфонда Президента Республики Беларусь.

В 1999 г. в издательстве «Белгосуниверситет» выходит монография М. М. Кугейко «Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности)», в 2003 г. монография М. М. Кугейко, Д. М. Оношко «Теория и методы оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред».

Таким образом, сочетание научно-исследовательской работы преподавателей, научных сотрудников, аспирантов и студентов в НИЛ и СНИЛ кафедры позволяло решать важные научные задачи и способствовало повышению качества образования.

И. С. Манак

**СОТРУДНИЧЕСТВО С ГОИ ИМ. С. И. ВАВИЛОВА –
ВАЖНЕЙШИЙ ЭТАП В РАЗВИТИИ КАФЕДРЫ
КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

В сентябре 1962 года заведующим кафедрой электрофизики стал кандидат физико-математических наук В. Г. Вафиади, ранее работавший заведующим лабораторией Государственного оптического института (ГОИ) им. С. И. Вавилова Министерства оборонной промышленности СССР. Поэтому закономерно, что через некоторое время начинается интенсивное сотрудничество кафедры электрофизики с ГОИ им. С. В. Вавилова, которое развивалось в трех направлениях: исследование полупроводниковых источников излучения с целью их эффективного использования в малогабаритных светодиодах, а также разработка локационных и поисково-обзорных систем (научный отдел Ю. В. Попова), разработка пирометров для различных практических приложений, в том числе в медицине и для изучения энергетической яркости небосвода в широком спектральном диапазоне (лаборатория М. М. Мирошникова). Это не удивительно, т. к. оба начальника лабораторий являлись учениками В. Г. Вафиади. В дальнейшем кандидат физико-математических наук Ю. В. Попов возглавил 15 научный отдел, куда входило четыре лаборатории, а доктор технических наук М. М. Мирошников являлся некоторое время директором ГОИ им. С. И. Вавилова.

Особенно плодотворно развивалось сотрудничество с лабораторией, а затем и с отделом Ю. В. Попова. В 1964 г. на кафедре начинает выполняться хоздоговорная НИР ЭФ-1 «Разработка методов и исследование модуляции полупроводниковых источников излучения» (научный руководитель В. Г. Вафиади, ответственный исполнитель И. С. Манак). Авторами первых отчетов о НИР являлись также А. Ф. Шилов и В. Г. Пикулик. В выполнении НИР принимал участие И. А. Кобак.

Первые полупроводниковые лазеры на гомопереходах в арсениде галлия с примесями цинка и теллура являлись быстродействующими источниками излучения, которые даже в некогерентном режиме работы имели граничные частоты модуляции порядка сотен мегагерц – единиц гигагерц. Отсутствие приемников излучения с более высоким быстродействием не позволяло надежно измерить инерционность полупроводниковых излучателей и оценить время жизни неравновесных носителей заряда в них при различных уровнях возбуждения. Эти задачи во многом были решены при выполнении следующей хоздоговорной НИР ЭФ-10 «Исследование модуляции полупроводниковых источников и разработка

фазовых детекторов на ФЭУ с внешним модулирующим устройством применительно к задачам СВЧ-светодиодных устройств», которая являлась частью большой научно-исследовательской работы «Разработка высокоточного фазового светолокационного дальномера «Бубен»», в которой наряду с исполнителями от БГУ: В. Г. Вафиади (научный руководитель работы БГУ), А. Ф. Шилов (ответственный исполнитель), И. А. Кобак, И. С. Манак участвовали и сотрудники ГОИ им. С. И. Вавилова Ю. В. Попов (научный руководитель НИР), И. И. Адрианова, В. Б. Волконский, З. В. Нестерова, А. А. Бережной, Ю. Г. Королев, А. Г. Кулясов. В результате выполнения этой работы была создана экспериментальная установка на основе фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), работающего в режиме преобразования частоты в прикатодной области, дана теория работы ФЭУ в режиме электрического гетеродина (режим преобразования частоты и режим фазового детектирования), измерены граничные частоты модуляции полупроводниковых источников излучения, проанализированы возможности внешних модулирующих устройств к ФЭУ, установлена зависимость коэффициента эффективности модуляции от угла пролета фотоэлектронов в зазоре взаимодействия ФЭУ, изучены фазовые характеристики ФЭУ и распределение фазы модулирующего напряжения по фотокатоду ФЭУ, работающему в режиме гетеродина (А. Ф. Шилов, И. А. Кобак, И. С. Манак), а также неоднородность свечения и глубины модуляции вдоль $p-n$ перехода в GaAs-диодах (А. Ф. Шилов, И. С. Манак, И. А. Кобак, В. А. Фигурин), проведены точные фазовые измерения светолокационным способом с помощью спаренного полупроводникового источника излучения при модуляции в диапазоне СВЧ (И. А. Кобак, А. Ф. Шилов). На способ фазового детектирования в фотоэлектрическом приемнике В. Б. Волконский, И. А. Кобак, Ю. В. Попов и А. Ф. Шилов 15.05.1970 г. получили свидетельство на изобретение с приоритетом от 5.06.1969 г. Необходимо отметить, что в ГОИ им. С. И. Вавилова также занимались вопросами гетеродина в фотоэлектрических умножителях (кандидаты технических наук Б. И. Утенков и В. Н. Дерягин). Однако в отличие от подходов, используемых на кафедре электрофизики, где рассматривалось взаимодействие потока электронов с электрическим полем рассеяния внешнего модулятора, в ГОИ развивалась концепция действия на электронный поток магнитного поля.

Совершенствование методов гетеродина приема и измерения параметров модулированного сверхвысокими частотами излучения было реализовано в хоздоговорных НИР ЭФ-20 «Исследование модуляции излучения полупроводниковых лазеров» и ЭФ-26 «Исследование параметров ПКГ и разработка аппаратуры для измерения фазовой информации в

импульсе излучения», которые выполнялись в 1971–1976 г.г. под научным руководством А. Ф. Шилова и И. С. Манака. В работе принимали участие В. Н. Вишневский, И. А. Кобак, А. Г. Пискунов, В. Б. Маликов, Л. В. Сырокваш, В. Д. Яржемковский, студенты А. В. Баркова, А. Я. Бегун, С. Д. Жарников, Н. Н. Калива, Е. Д. Карих, А. М. Лисенкова, И. Д. Межевич, Т. С. Ефременко, Б. В. Захаров, В. А. Кайгородов, многие из которых затем стали аспирантами или сотрудниками кафедры. В рамках выполнения этих НИР были предложены различные способы фиксации разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина, используя режим фазового детектирования в фотоэлектрическом приемнике излучения: экстремальный, с коммутацией фазы принимаемого сигнала на 180° и с квазикоммутацией фазы (И. А. Кобак, И. С. Манак, А. Ф. Шиллов); дана методика определения излучательного времени жизни неравновесных носителей заряда и внутренних параметров полупроводниковых источников излучения (Е. Д. Карих, И. С. Манак, А. Ф. Шиллов); описаны способы измерения пространственно-временной структуры излучения полупроводниковых источников, во многом определяющей точность измерения расстояний фазовыми светодальномерами, и изучена частотная зависимость фазовой неоднородности излучения (И. С. Манак, А. Ф. Шиллов), изучено изменение быстродействия полупроводниковых излучателей от тока накачки (И. А. Кобак, И. С. Манак, А. Ф. Шиллов, Т. С. Ефременко), даны принципы построения светолокационных устройств с полупроводниковыми светодиодами для точного измерения расстояний (И. А. Кобак, И. С. Манак, А. Ф. Шиллов), реализован импульсный метод введения информации в излучение полупроводникового лазера в наносекундном диапазоне с использованием в генераторе накачки формирователя импульсов, защищенного авторским свидетельством, предложен рециркуляционный генератор с оптической линией задержки (В. Н. Вишневский, И. А. Кобак, А. Ф. Шиллов). В рамках данной НИР также разработан полупроводниковый квантовый генератор (ПКГ-1), который выставлялся на ВДНХ СССР и ВДНХ БССР, где был отмечен (И. А. Кобак, Н. Н. Калива, А. Ф. Шиллов).

В процессе выполнения этих хоздоговорных НИР шло не только накопление новых знаний о полупроводниковых инжекционных лазерах, методиках измерения их параметров, особенностях построения измерительной аппаратуры на лазерных диодах, но и осуществлялся постоянный обмен информацией с сотрудниками ГОИ им. С. И. Вавилова и Уральского оптико-механического завода. Эти результаты использовались при разработке новых малогабаритных светодальномеров и при создании прецизионной аппаратуры для измерения их параметров, определяющих эффективность их применения в светодальнометрии

(Ю. В. Попов, В. Н. Дерябин, Б. И. Утенков, Л. Е. Марасин, В. И. Калинин, И. А. Тельтевский, А. А. Неверов).

Цикл работ, выполненных для ГОИ им. С. И. Вавилова и связанных с разработкой прецизионной аппаратуры для исследования характеристик полупроводниковых лазеров и изделий на их основе был завершен хоздоговорной НИР 113868 «Разработка методов приема и обработки сигналов и модуляции излучения в светодальнометрии» 1977–1980 г.г. (научные руководители А. Ф. Шилов и И. С. Манак, ответственный исполнитель А. Е. Пискунов). НИР состояла из двух разделов. В выполнении работы по разделу Б, который назывался «Исследование новых типов полупроводниковых лазеров и методов приема лазерного излучения в светодальнометрии» принимали участие: А. В. Баркова, С. Д. Жарников, Е. Д. Карих, И. А. Кобак, В. М. Колесников, А. М. Лисенкова, К. Н. Коростик, В. Б. Маликов, И. С. Манак, В. М. Стецик, А. Ф. Шилов и студенты М. П. Бобко, Н. И. Барджеев, Л. С. Жукова, В. Л. Козлов, Т. М. Мазурина, Л. В. Мазукевич, С. А. Пылев, В. К. Рыбалтовский, И. В. Лешкевич, В. В. Шейченко, С. В. Шиманович.

В результате выполнения НИР исследована постепенная деградация инжекционных лазеров на односторонней и двухсторонней гетероструктурах (И. С. Манак, А. В. Баркова, Л. С. Жукова), изучены спектральные и модуляционные характеристики, а также механизм прохождения тока в излучающих двухсторонних гетероструктурах (И. С. Манак, М. П. Бобко, А. В. Баркова, С. В. Шиманович), измерены времена жизни неравновесных носителей заряда в ДСГ-лазерах от тока накачки (И. С. Манак, Е. Д. Карих, С. А. Пылев), определена температура активной области лазерных диодов спектральным методом и методом двухканальной радиационной пирометрии с линейным разрешением ~ 1 мкм (С. Д. Жарников, В. М. Колесников, И. С. Манак, А. М. Лисенкова, В. Л. Козлов, И. В. Лешкевич, А. Ф. Шилов), разработана аппаратура для измерения температуры поверхности лазерного излучателя, в частности, приемный блок и автоматизированный привод сканирующего микропирометра и точечный микропирометр (В. М. Колесников, Е. П. Колик, Л. В. Мацукевич, В. К. Рыбалтовский), разработан генератор накачки лазерных диодов с расширенными функциональными возможностями (И. А. Кобак, Т. М. Мазурина), разработана система управления электронным пучком лазерной трубки и впервые в республике получена генерация излучения в полупроводниковых кристаллах при электронном возбуждении (К. Н. Коростик, И. С. Манак, В. М. Стецик, В. В. Шейченко).

Исследования по разделу А были ориентированы на увеличение динамического диапазона фотоприемных устройств (ФПУ) на основе лавинных фотодиодов (ЛФД) в режиме динамического смещения и умень-

шение времени восстановления ФПУ за счет выбора схемных решений (В. Г. Пикулик, А. Е. Пискунов, В. Д. Яржемковский, Ж. П. Ключевская) и продолжались до конца 1982 г. в рамках хоздоговора 13770 «Разработка ФПУ и создание систем накачки твердотельных микролазеров с использованием полупроводниковых источников света». В результате было разработано ФПУ для лазерного импульсного дальномера с неодимовым лазером в качестве источника излучения, обеспечивающее динамический диапазон по входному сигналу $5 \cdot 10^5$, в котором удалось свести к минимуму мертвое время ФПУ и уменьшить вероятность ложной тревоги (В. Г. Пикулик, А. Е. Пискунов, Г. Е. Писаков, Ж. П. Ключевская, А. В. Баркова). Эти работы проводились в тесном сотрудничестве с научными работниками ГОИ им. С. И. Вавилова Ю. В. Плешановым, А. В. Лукиным, М. В. Возницким.

В разделе последней работы, связанном с разработкой систем накачки твердотельных лазеров (руководитель раздела И. С. Манак, научный руководитель работы А. Ф. Шилов) принимали участие сотрудники кафедры И. Д. Бондаренко, С. Д. Жарников, Е. Д. Карих, К. Н. Коростик и студенты П. В. Агеев, Н. Е. Коренда, Б. А. Мотузов, Н. Н. Соловьева, С. Р. Подобед. В результате выполнения НИР были проанализированы принципы построения концентраторов (И. С. Манак, Б. А. Мотузов), исследованы спектральные, люминесцентные и генерационные характеристики высококонцентрированных лазерных сред для микролазеров (И. С. Манак, С. Д. Жарников, К. Н. Коростик, Н. Е. Коренда, Н. Н. Соловьева) и предложены 2 микролазера, защищенные авторскими свидетельствами на изобретения (И. Д. Бондаренко, Е. Д. Карих, И. С. Манак, А. Ф. Шилов, а также И. Ф. Балашов, В. А. Беренберг, В. С. Терпугов из ГОИ им. С. И. Вавилова).

В это же время началось сотрудничество с филиалом ГОИ им. С. И. Вавилова в городе Сосновый Бор Ленинградской области (нач. лаборатории В. Н. Дерягин, А. Я. Прилипко, Б. Г. Рыбаков), для которого были разработаны 2 экспериментальных образца восьмиканальной аппаратуры для выделения электрических сигналов из синофазной мультипликативной помехи в широком динамическом диапазоне (научный руководитель И. А. Кобак, исполнители Д. Е. Мартинков, Н. И. Харитончик). Для этого же филиала в 1984–1985 г.г. был создан измерительно-вычислительный блок для определения пространственно-временных характеристик лазерного излучения, реализованный на основе микропроцессоров, программно-совместимых с микро-ЭВМ «Электроника-60» (И. А. Кобак, Е. Д. Карих, К. Н. Коростик, Т. Н. Матвеев), что позволило расширить функциональные возможности устройства.

С лабораторией Ю. В. Попова в 1983–1985 г.г. выполнялась НИР «Разработка оптических процессоров на основе элементов интегральной оптики» (научный руководитель И. С. Манак, исполнители И. Д. Бондаренко, С. Д. Жарников, Е. Д. Карих, А. М. Лисенкова, В. М. Стецик, Е. П. Колик, студенты Т. А. Артюшкевич, И. Э. Заливский, М. Е. Клокова, В. Н. Петриковский, А. В. Подышевко, Ю. В. Пучин). Для оценки эффективности применения лазерных диодов (ЛД) в интегрально-оптических процессорах проведено детальное исследование поляризационных характеристик ЛД (И. С. Манак, В. М. Колесников, М. Е. Клокова) и способов управления диаграммой направленности излучения инжекционных лазеров (И. С. Манак, С. Д. Жарников, Ю. В. Пучин). Были предложены способы обработки информации в гибридном оптическом процессоре ПЗС – фотоприемником (И. С. Манак, И. Д. Бондаренко, Е. П. Колик, И. Э. Заливский, В. Н. Петриковский). Исследован спектроанализатор радиосигналов на основе волноводных акустооптических модуляторов (И. Д. Бондаренко, И. С. Манак, А. В. Подошевка, А. А. Ветров), предложены конструкции спектроанализатора, коррелятора и конвольвера в гибридном исполнении (И. Д. Бондаренко, И. С. Манак), на оптический коррелятор получено авторское свидетельство на изобретение (И. Д. Бондаренко, И. С. Манак – БГУ, А. А. Ветров, Ю. В. Попов – ГОИ им. С. И. Вавилова).

Работы по совершенствованию приборов интегральной оптики были продолжены в рамках хоздоговора 13740 также в 1986–1987 г.г. (И. Д. Бондаренко, И. С. Манак, В. М. Колесников). Основной же задачей указанного выше договора являлась разработка одноканальной оптической локационной доплеровской информационно-измерительной системы ОЛДИИС-1 с обработкой получаемой информации с помощью внешнего компьютера (научный руководитель А. Ф. Шилов, исполнители В. А. Фираго, В. Л. Козлов, А. М. Лисенкова, Е. Д. Карих, А. В. Баркова, Е. П. Колик, Ж. П. Ключковская, Б. Ю. Ханох). Накопленный при разработке установки ОЛДИИС-1 опыт был востребован при создании 32 канальной системы ОЛДИИС-2 по договору 13755 «Исследование методов получения и обработки информации в поисково-обзорных и следящих фотогетеродинных лоаторах и оптимизация характеристик информационно-измерительной системы оптического лоатора с когерентным приемом» (1988–1990 г.г. научный руководитель А. Ф. Шилов, исполнители В. А. Фираго, В. Л. Козлов, К. Н. Коростик, Е. Д. Карих, А. М. Лисенкова, А. В. Баркова, Е. П. Колик, Ж. П. Ключковская). Для реализации этого проекта на кафедре был создан персональный компьютер на основе микропроцессора Z80 с накопителем на магнитных дисках, термопечатью и с выводом информации на монохромный дисплей, работающий

под операционной системой СР/М, что позволило автоматизировать процесс измерений и обеспечить надежную обработку получаемых результатов (Е. П. Колик совместно с СКТБ с ОП). Работы по поисково-обзорным системам были выполнены для лаборатории Ю. В. Плешанова (куратор проектов О. Ф. Меньших). В рамках этой же работы оптимизирован интегрально-оптический коррелятор (1.01.88–31.12.88 г.г.), причем ставка была сделана на применение в процессоре полупроводникового инжекционного лазера (вместо He–Ne лазера), при этом необходимо было решить задачу эффективного согласования полупроводникового источника излучения с планарным волноводом на ниобате лития. В процессе выполнения НИР реализован блок обработки сигнала на фотоприемной ПЗС-линейке K1200ЦЛ2, исследованы возможности расширения частотного диапазона оптических процессоров путем оптимизации условий регистрации периодической оптической структуры при помощи многоэлементных фотоприемников, разработаны принципиальная электрическая схема и блок радиоканала для коррелятора и спектроанализатора с временным интегрированием, имеющих центральную частоту модуляции 160 МГц и полосу пропускания 50 МГц (В. Л. Козлов, Е. П. Колик, В. М. Колесников, К. Н. Коростик, И. С. Манак, В. А. Фираго, С. Д. Жарников).

Работы в двух других направлениях, которые были выполнены кафедрой для ГОИ им. С. И. Вавилова, представлены значительно скромнее. Так с 1964 г. в рамках договора ЭФ-3 и ЭФ-8 проведены исследования энергетической яркости и флуктуаций потока излучения от неба в спектральном диапазоне 1,8–5,2 мкм (научный руководитель В. Г. Вафиади, исполнители О. П. Кузнечик, И. А. Кобак, В. В. Долинин, Э. В. Драб, Б. Ю. Ханох, Г. С. Синяков).

В 1976–1978 г.г. по договору с ГОИ им. С. И. Вавилова выполнялась работа по созданию тепловизора на основе пировидикона, который предназначался для контроля теплового режима теплоэнергетических установок и для медицинских целей (научный руководитель Б. Ю. Ханох, исполнители И. Д. Бондаренко, В. А. Фираго).

Сотрудничество с ГОИ им. С. И. Вавилова в течение 25 лет позволило кафедре заниматься актуальной и востребованной народным хозяйством тематикой, постоянно поддерживать на высоком уровне материально-техническое обеспечение научных исследований, привлекать к выполнению НИР профессорско-преподавательский состав, аспирантов и студентов, что является необходимым условием подготовки специалистов высокого уровня.

И. С. Манак

СОВРЕМЕННЫЕ ЗАРУБЕЖНЫЕ СВЯЗИ КАФЕДРЫ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

Ввиду специфики научных интересов сотрудников кафедры, большинство которых так или иначе были связаны с оборонной тематикой, так как выполняли научные и прикладные исследования для Государственного оптического института имени С. И. Вавилова, зарубежные командировки являлись редкостью. Как правило, это были стажировки в зарубежных научных центрах. Одним из первых в научную командировку на кафедру электронных ламп и полупроводников Будапештского политехнического университета (зав. кафедрой профессор И. П. Валко) отправился кандидат технических наук, доцент В. Г. Пикулик. Целью поездки с 28 ноября по 15 декабря 1969 г. был обмен опытом работы в области полупроводниковой электроники и установление научного сотрудничества, однако взаимоотношения с Будапештским политехническим университетом в дальнейшем не получили развития.

В 1974–1975 учебном году десятимесячную научную стажировку в оптическом научном центре при Аризонском университете (г. Тусон, штат Аризона, США) проходил исполняющий обязанности заведующего кафедрой электрофизики А. Ф. Шилов. Одним из основных направлений исследований, выполняемых А. Ф. Шиловым в этот период, было изучение свойств материалов по спектрам электроотражения. Эти работы были в дальнейшем продолжены на кафедре, в них принимал также участие старший научный сотрудник С. Д. Жарников. Однако из-за отсутствия стандартного экспериментального оборудования они через какое-то время были свернуты.

В 1977–1978 учебном году этот же путь повторил только что защитивший кандидатскую диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук И. А. Кобак, который под руководством профессора Б. О. Серафина занимался разработкой автоматизированных светодальномеров – направлением исследований, которое всегда было одним из приоритетных на кафедре.

В эти же годы начинают развиваться учебные и научные связи между Белорусским государственным университетом и университетами социалистических стран Европы (София, Иена, Краков, Любляна и др.). В 60- – 70-е годы на кафедре осуществлялась подготовка специалистов для республик Куба, Вьетнам, готовились кадры высшей квалификации для стран Африки (Гана и др.). В рамках учебных контактов в октябре

1980 г. в Софийский университет имени К. Охридского выезжала группа студентов факультета радиофизики и электроники в количестве 10 человек под руководством И. А. Кобака и И. С. Манака. В составе этой группы были, в частности, нынешний декан подготовительного факультета БГУ В. М. Малофеев, директор ЦИЦ БГУ, заведующий кафедрой кибернетики Ю. И. Воротницкий, первый проректор Витебского госуниверситета им. П. М. Машерова И. Андрушкевич, директор коммерческой фирмы «Kinkom LTD.» П. И. Лаптенко и др. Студенты познакомились с научными исследованиями и учебным процессом на кафедре физического профиля университета, а также с работами, выполняемыми в соответствующих институтах Болгарской академии наук. Так как посещение Болгарии нашими студентами осуществлялось в рамках студенческого обмена, то еще в августе БГУ посетила группа студентов под руководством И. Димитрова и В. Колевой, которые кроме работы в лабораториях, посетили также о. Нарочь, им была организована экскурсия в Москву, хотя в год проведения Московской олимпиады организовать такую поездку было непросто. Кстати, после 15 дней работы в лабораториях и знакомства с достопримечательностями г. Софии для группы студентов БГУ болгарские коллеги организовали экскурсионный тур по маршруту София – Плевен – Велико-Тырново – Шипка – Долина роз – Несебр – Бургас – Варна – Плиска – Шумен – Горно Оряховица. Проживая на базе Софийского университета возле Варны, наши студенты познакомились с курортной зоной севернее Варны (Альбена, Золотые пески, Слынчев Бряг и др.), посетили г. Балчик и мыс Калиакра.

В рамках обмена студенческими группами с Софийским госуниверситетом И. А. Кобак был одним из руководителей группы в 1983 г.

Возглавив в 1988 г. кафедру квантовой радиофизики и оптоэлектроники, профессор И. А. Малевич неоднократно выезжал в зарубежные университеты для чтения лекций (университет Брауна, г. Род-Айленд, штат Айова, США, 1993, 1994 г.г.; университет г. Алепо, Сирия, 1989 и 1991 г.г.)

Зарубежные связи кафедры заметно расширились, начиная с девяностых годов прошлого столетия, чему способствовали известные объективные и субъективные факторы: в разряд зарубежных попали бывшие республики Советского Союза.

Существовавшие ранее научные контакты с известными научными и учебными организациями России, Украины и других стран предопределили основной вектор взаимодействия на этот период. Так, постоянно осуществлялись контакты с головной организацией по разработке и про-

изводству лазерных диодов НИИ «Полюс» (г. Москва) и прежде всего с лауреатом Ленинской премии, доктором технических наук, профессором В. И. Швейкиным, доктором технических наук, профессором В. П. Дураевым, зав. лабораторией, кандидатом физико-математических наук В. Д. Курносовым и др. Так, в рамках этого сотрудничества в 1998 г. было начато выполнение совместного проекта Российско-Белорусской научно-технической программы «Лазерные технологии XXI века» (проект № 26, руководитель от России В. Д. Курносов, от Беларуси – В. К. Кононенко, руководитель госбюджетного договора БГУ с ИФ НАНБ – И. С. Манак).

Продолжились научные контакты и с другим научным центром России – физико-техническим институтом (ФТИ) им. А. Ф. Иоффе, который длительное время возглавлял наш земляк, лауреат Нобелевской и Ленинской премий, вице-президент Российской академии наук, академик РАН, доктор физико-математических наук, профессор Ж. И. Алферов. Наиболее тесные творческие связи осуществлялись с Ж. И. Алферовым, докторами физико-математических наук Ю. П. Яковлевым, С. А. Гуревичем, П. С. Копьевым, М. П. Михайловой, кандидатом физико-математических наук Е. Л. Портным и др. Так, в рамках этих связей в 1997–2002 г.г. был выполнен совместный договор о научно-техническом сотрудничестве (ДНТС) между кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ и лабораторией инфракрасной оптоэлектроники ФТИ (руководители И. С. Манак, В. А. Фираго, Ю. П. Яковлев, М. П. Михайлова). Цель ДНТС «Разработка трассовых измерителей концентрации газовых компонент методами лазерной диодной спектроскопии»: создание высокоэффективных диодных излучателей без криогенного охлаждения и газоанализаторов нового поколения на их основе. Для успешного выполнения ДНТС с ФТИ им. А. Ф. Иоффе ведущий научный сотрудник В. А. Фираго осуществил ряд командировок: в 1997 г. в Центральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ) в г. Жуковский Московской области (была получена база данных HITRAN взамен выполненного для ЦАГИ расчета газоанализатора на $\lambda = 1,53$ мкм для контроля содержания метана CH_4 в атмосфере). С целью получения излучателей и приемников излучения с заданными параметрами для автомобильных газоанализаторов В. А. Фираго выезжал в 1998 г. в Санкт-Петербург (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) и в 1999 г. в Киев (Институт полупроводников Национальной академии наук Украины, профессор В. К. Малютенко). Для отбора комплектующих В. А. Фираго посетил также Москву в 1996 г. (Высшее техническое училище им. Н. А. Баумана (технический универ-

ситет) с целью отбора спиральных фильтров к радиотелефону) и коммерческую фирму в г. Жуковск в 1997 г., изготавливающую датчики давления для разрабатываемого прибора, контролирующего скорость обтекания автомобиля воздухом.

ДНТС с ФТИ им. А. Ф. Иоффе был не первым договором, который выполняла кафедра с зарубежными партнерами. В 1995 г. доцент И. С. Манак выезжал в г. Белосток, где был заключен пятилетний ДНТС с лабораторией магнитодиэлектриков Института физики Варшавского университета (руководители проекта А. Мазевски и И. С. Манак). В рамках этой работы были созданы генераторы накачки лазерных диодов инфракрасного и видимого диапазонов для контрольно-измерительной аппаратуры качества магнитных пленок.

В 1998 г. заключен бессрочный ДНТС факультета радиофизики и электроники БГУ и электротехнического факультета Люблинского технического университета (г. Люблин, Польша). Его руководителями являются профессор Ф. Ф. Комаров и доцент И. С. Манак (БГУ) и доктора И. Карват и В. Вуйчик (Люблинский технический университет). Необходимо отметить, что этот договор реализуется наиболее динамично. С точки зрения кафедральных интересов этот ДНТС предусматривал разработку оптико-электронных датчиков и систем мониторинга окружающей среды, подготовку кандидатских и докторских диссертаций, представление результатов совместных работ в форме патентов, статей, докладов на международные конференции. Отметим, что совместные доклады представлялись на международные конференции в Судаке, Минске, Жешуве, Закопане, Беловеже, Красноброде.

С целью обсуждения ДНТС и хода его выполнения дважды в июне 1998 г. и январе 2001 г. в г. Люблин выезжал доцент И. С. Манак, а в ноябре 2002 г. в Минск для участия в 4-й Международной научно-технической конференции по квантовой электронике приезжал профессор В. Вуйчик. План совместных работ обсуждался также на конференциях в Закопане (май 2003 г.) и Красноброде (октябрь 2003 г.) и регулярно по электронной почте. Во время командировки в г. Люблин доцент И. С. Манак также читал лекции для студентов и профессорского состава Люблинского технического университета. В мае 2000 г. доцент И. С. Манак по приглашению руководства Высшей педагогической школы г. Жешува выезжал для чтения лекций студентам и сотрудникам этого учебного заведения. В лекциях внимание слушателей было акцентировано на новейших разработках, в том числе и выполненных в студенческой научно-исследовательской лаборатории полупроводниковых ла-

зеров БГУ, в области квантоворазмерных инжекционных лазеров на многослойных асимметричных гетероструктурах и лазерных сверхрешетках. С профессором С. Шереге были обсуждены возможности сотрудничества в области полупроводниковой квантовой электроники.

В сентябре – октябре 2002 г. В. К. Кононенко, работающий по совместительству с 1999 г. профессором кафедры, осуществил исследовательский визит в университет Претории (Южно-африканская Республика), где выполнил плодотворные научные исследования совместно с профессором Г. В. Кунертом.

Что касается основной формы международного сотрудничества, то это, несомненно, научные контакты работников кафедры с зарубежными коллегами в рамках научно-технических и методических конференций, проходящих как в республике Беларусь, так и за ее пределами.

Так, например, кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник В. Л. Козлов трижды в 2000–2002 г.г. принимал участие в научно-технических конференциях с участием зарубежных специалистов «Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления» («Датчик»), которые организовывал Московский государственный институт электроники и математики в Судаче (Украина). Он же в 1993 г. выезжал в г. Москву (комитет по изобретениям) и в 1996 г. в г. Санкт-Петербург для представления своей диссертационной работы в оппонировавшей организации ВНЦ ГОИ им. С. И. Вавилова.

Доцент И. С. Манак принимал участие во многих Международных конференциях, проводимых в странах ближнего и дальнего зарубежья: «Оптика лазеров» (1993 г., г. Санкт-Петербург), Int. Conf. Polarimetry and Ellipsometry, May 20–23 1996, Kazimierz Dolny, Poland; 2nd Int. Conf. on Tunable Solid State Lasers, Sept. 1–4 1996, Wroclaw, Poland (вместе со старшими научным сотрудником К. Н. Коростиком); 10th Meeting on Opt. Eng. Israel, 2–6 Mach 1997, Jerusalem; 2nd Int. Conf. on Laser Technologies and applications, 1–4 june 1997, Olimpia, Greece (вместе с младшим научным сотрудником К. Г. Кузьминым); V Konf. Naukowa “Czujniki optoelektroniczne i elektroniczne (COE)”, 10–13 Maja 1998, Jyrata, Poland; III Conf.-Presentation “Lasers: Int. Cooperation with Russia”, 2 Dec. 1998, Moscow, Russia; Датчик-99, 23–30 мая 1999, Гурзуф, Украина; Белорусско-Литовский семинар «Лазеры и оптическая нелинейность», 8–10 сент. 1999, Прейла, Литва; Int. Conf. Lightmetry (LM), 5–8 June, 2000, Pultusk, Poland; COE-2000, 13–16 Czerwca, Gliwice, Poland; Kraiowy Kongres metrologii, 24–27 Czerwca, 2001, Warsaw, Poland; Международной конференции по люминесценции, посвященной 110-летию со дня рождения

академика С. И. Вавилова, 17–19 октября, 2001 г., г. Москва, Россия; VII Международной НТК «Физические методы и средства контроля сред, материалов и изделий», февраль 2002 г., Славское Львовской области, Украина; «Нанопотоника», март 2002 г., г. Нижний Новгород, Россия; Int. Conf. on Transparent Opt. Networks (ICTON), April 2002, Warsaw, Poland; LM'2002, 14 May, Warsaw, Poland; Int. Conf. "Light and Optics in biomedicine" (LOB), 23–24 Oct. 2002, Warsaw, Poland; конференции «Лазеры для медицины, биологии и экологии», 27–28 ноября 2002 г., г. Санкт-Петербург, Россия; Int. Conf. Semiconductor and Integrated Optoelectronics, 14–16 Apr. 2003, Cardiff, UK; III Int. Symp. "New Electrical and Electronic Technologies and Their Industrial Implementation" (NEET), 13–16 May 2003, Zakopane, Poland; VII Международной НПК «Творчество спасет мир», 23–24 мая 2003 г., г. Киев, Украина; II Krajowa Konf. Electroniki, 9–12 Czerwca 2003, Kolobrzeg, Poland; конференции «Лазеры. Измерения. Информация», 25–26 июня 2003 г., г. Санкт-Петербург, Россия; 1st Int. Conf. "Advanced Optoelectronics and Lasers" (CAOL), 16–20 Sept. 2003, Alushta, Ukraine; IX конф. "Swiatcowody i ich zastosowania" (9–11 октября 2003 г., Красноброд, Польша).

Все эти конференции были полезны не только с точки зрения обмена информацией, но и в связи с установлением новых, научных контактов с M. Pluta, T. Wolinski, W. Strek, F. Kaczmarek, Z. Jaroszewicz, T. Kryszczyński, A. Jelenski, J. Mizeraczyk, W. Wojcik, J. Jraczek, J. Puton, J. Owsin, W. Nakwaski, Z. Jankiewicz, M. Bugaiski, A. Patrin (Poland), T. Basiev, A. Konstantinova, A. С. Логгинов (Россия), E. Bortchagovsky, O. Angelsky, V. Danilov (Ukraine), R. Reisfeld (Israel), P. Hlubina (Czech Republic), J. Meilus, A. Dementjev (Lithuania), K. A. Shore (UK), A. Carabelas (Greece),

Некоторые из них получили дальнейшее развитие. Так, с В. Вуйциком (Люблинский технический университет) был заключен ДНТС, который как говорилось выше, успешно выполняется в настоящее время. С профессором К. А. Shore выполнен ряд совместных работ, с профессором М. Бугайским и Л. Еленским (институт технологии материалов электроники) обсуждены вопросы возможного сотрудничества в области создания новых типов лазерных диодов, с А. Патриным (Кошалинский технический университет) планируется ДНТС в области учебного процесса и измерения параметров среды при зондировании лазерным излучением.

После конференции «Датчик-99» в Гурзуфе доцент И. С. Манак возглавил редакционный совет по Беларуси ежемесячного Российского журнала «Датчики и системы», издаваемого в г. Москве.

Еще будучи аспирантом А. А. Афоненко дважды принимал участие в научно-образовательных мероприятиях, организуемых Международным центром теоретической физики в г. Триесте. Сначала он принял участие в Adriatico Research Conf. “Ultrafast Phenomena and Applications” (Trieste, Italy, 6–9 Dec. 1994), а затем в школе-семинаре, организованном College on Computational Physics Int. Center for Theoretical Physics (Trieste, Italy, 15 May – 9 June 1995). Результатом этих поездок явились два препринта, изданных в Международном центре теоретической физики, который финансово поддержал участие А. А. Афоненко в этих мероприятиях. При поддержке фонда Сороса стала возможной поездка А. А. Афоненко в США, где в г. Сан-Хосе с 8–14 февраля 1997 г. он представил свой доклад на Int. Symp. on “Integrated optoelectronics Devices and Application”, part of “Photonics West”, Conf. “Physics and Simulation of optoelectronics Devices”. А. А. Афоненко принимал также участие в Международной конференции «Прикладная оптика» (г. Санкт-Петербург, Россия, 16–18 декабря 1998 г.), в совещании «Нанофотоника» (г. Нижний Новгород, Россия, 20–23 марта 2000 г.) и в Международной конференции «Оптика лазеров» (г. Санкт-Петербург, Россия, 30 июня – 4 июля 2003 г.). Совместная работа, выполненная А. А. Афоненко, И. С. Манаком и К. А. Шором по лазерам с вертикальным резонатором, была доложена последним на конференции SIOE’1999 в г. Кардиффе и IOP National Quantum Electronics Conf. (QE’14), Manchester, September 1999.

Активное участие в Международных конференциях принимает В. К. Кононенко. Начиная с 1994 г., когда он начал работать по совместительству профессором кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники, он принимал участие в Workshops at the Int. Center for Theoretical Physics, Trieste, Italy (1994, 1995); Int. Symp. on Lasers and Optics, Los Angeles, USA (1994); SIOE, Cardiff, UK (1996); Int. Conf. on Polarimetry and Ellipsometry, Kazimierz Dolny, Poland (1996); 2nd Int. Conf. on Tunable Solid State Lasers, Wroctaw, Poland (1996); Int. Conf. on Photoconversion science and Technologies, Warsaw, Poland (1997); COE, Jurata, Poland (1998); COE, Gliurice, Poland (2000); Int. Conf. on Solid State Crystals, Zakopane, Poland (1998, 2000, 2002); Int. Quantum Electronics Conf. and Conf. on Lasers Application and Technologies, Moscow, 22–27 June 2002; 2nd Int. Workshop on Laser and Fiber – Optical Network Modeling, Kharkiv, Ukraina, 3–5 June 2000; в совещании «Нанофотоника», г. Нижний Новгород, Россия, 11–14 марта 2002 г.; Международной конференции по люминесценции, Москва, Россия, 2001 г.; Conf. on Laser Optics, St.-Petersburg, Russia, 1998, 2000; 2nd on Tunable Diode Laser Spectroscopy, Moscow, Russia,

1998; IV Int. Conf. on Material Science and Material Properties for Infrared optoelectronics, Kyiv, Ukraine, 1998; Международной конференции «Лазеры и сотрудничество с Россией», Москва, Россия, 1998 г.; CAOL'2003 (г. Алушта, Украина). И наконец В. К. Кононенко принял участие во всех пяти проведенных до настоящего времени профессором М. Марциняком (Варшава) "Int. Conf. on Transparent Optical Networks" (Kielce, 1999; Gdansk, 2000; Krakov, 2001; Warsaw, 2002; Warsaw, 2003).

Аспирант Д. В. Ушаков принял участие во всероссийском симпозиуме «Математическое моделирование и компьютерные технологии» (г. Кисловодск, Россия, 1997 г.); Междунар. конференции «Прикладная оптика» (г. Санкт-Петербург, Россия, 1998) и уже после досрочной защиты кандидатской диссертации в 3-м Международном семинаре «Моделирование лазерных и волоконно-оптических систем» (г. Харьков, Украина, 2001 г.).

Аспирант С. В. Наливкин участвовал в 2nd Int. Conf. on Tunable Diode Laser Spectroscopy, Moscow, Russia, 1998 и в научно-техническом семинаре «Моделирование лазерных и волоконно-оптических систем» (г. Харьков, Украина, 1999 г.).

Доцент Е. Д. Карих принял участие в конференции «Lasers'1990» в г. Пловдиве, Болгария.

Активное участие в Международных научных форумах принимает заведующий кафедрой доктор физико-математических наук, профессор М. М. Кугейко. С 1992 г. он принял участие в 22 конференциях: 2 научная конференция «Применение дистанционных радиофизических методов в исследованиях природной среды» (г. Муром, 1992 г.); Российская национальная конференция «Лазерные технологии» (г. Шатура, 1993 г.); научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение» (г. Москва, 1995, 1996 и 1999 г.г.); 18-я научно-техническая конференция «Высокоскоростная фотография и фотоника» (г. Москва, 1997 г.); 10th Meeting on Opt. Eng. in Israel (Jerusalem, 1997); Международная конференция «Оптика в экологии» (Санкт-Петербург, 1997 г.); "Laser Optics" (Санкт-Петербург, 1998, 2003 г.г.); 23 Int. Congress on High-Speed Photography and Photonics (Moscow, 1998); Международная конференция «Прикладная оптика» (Санкт-Петербург, 1998 г.); 2nd Int. Congress "Laser Health" (Москва, 1999 г.); COE'2000 (г. Гливице); Int. Conf. "Systems of optical security" (SOS) (Варшава, 2000, 2001 г.г.); Лазеры: измерения, информация (г. Санкт-Петербург, 2001, 2002 г.г.); Conf. on Laser, Applications and Technologies (LAT) (Москва, 2002 г.);

Int. Quantum Electronics Conf. (IQEC) (Moscow, 2002); Neet'2002 (г. Закопане).

Кроме участия с докладами на международных конференциях кафедра представляла на выставки разработанные сотрудниками приборы: радиационные пирометры, лазерные и фотоприемные модули, терапевтические лазерные приборы, светодальномеры. В качестве сопровождающего на международные выставки выезжал доцент С. И. Чубаров: 1992 г. – Варшавская политехника; 1997 г. – Дни белорусской науки в Китае (г. Пекин); 2000 г. – КИСТ (Корейский институт науки и технологий, г. Сеул). С. И. Чубаров принимал также участие в Международных конференциях Датчик'2001, 2002 (г. Судак, Украина), «Оптика лазеров» (г. Санкт-Петербург, 1995 г.), «Фотоника и метрология быстропротекающих процессов» (Москва, 1994, 1996 г.г.).

Работая в должности младшего научного сотрудника (с 1.09.2002 г. по совместительству) А. В. Поляков принимал участие в 20th Int. Scientific Symposium of Student and Young Research Workers “Electronical engineering and electronics”, Zielona Gora, Poland, 11–12 May, 1998; Int. Conf. “Measurement-98”, Kyiv, 7–10 Sept, 1998; Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-99», Санкт-Петербург, 19–21 октября, 2001 г.; 2-й международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2000», Санкт-Петербург, 16–19 октября, 2001 г.; 13 научно-технической конференции с участием зарубежных специалистов «Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления», Судак, 24–31 мая 2002 г.

Сотрудники кафедры неоднократно входили в состав различных советов и комитетов Международных конференций. Так, И. С. Манак являлся членом научных советов ряда конференций LM, LOB, IX конференции “Swiatlowody i ich zastosowania”, членом программного комитета и оргкомитета CAOL'2003, В. К. Кононенко входил в научный Совет конференции и программный комитет CAOL'2003, LM'97, М. М. Кугейко является членом научного Совета конференции SOS (Польша).

Большое значение в установлении научных контактов с зарубежными исследователями сыграло и общение на конференциях, проводимых в Республике Беларусь, в частности, на проводимой кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники Международной конференции по квантовой электронике. Состоялось 4 таких конференции: в 1996, 1998, 2000, 2002 годах. Именно благодаря конференциям, проводимым кафедрой, состоялись приглашения доцента И. С. Манака в города Белосток и Жешув.

И. С. Манак

СВЯЗИ КАФЕДРЫ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ С НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИЕЙ НАУК РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

С начала 90-х годов прошлого столетия значительно активизировались связи кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белгос-университета с институтами Национальной академии наук Республики Беларусь (НАН РБ). До этого отдельные учреждения НАН РБ являлись базами прохождения стажировок. Так, Е. Г. Мартинков и Г. Н. Цеханский проходили стажировку в Институте электроники (ИЭ), а И. С. Манак в Институте физики (ИФ) НАНБ. В 1989–1992 г.г. лаборатория оптики полупроводников (ЛОП) ИФ НАНБ (зав. лабораторией член корреспондент НАНБ, доктор физ.-мат. наук, профессор В. П. Грибковский) стала базой для выполнения студентами кафедры учебно-исследовательской работы (УИР). Именно в это время по предложению заведующего кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники доктора физико-математических наук, профессора И. А. Малевича и кандидата физ.-мат. наук, доцента И. С. Манака ученый совет факультета радиофизики и электроники разрешил кафедре часть учебных часов, отводимых на спецлабораторию, использовать как часы для организации УИРС. ЛОП ИФ НАНБ, как база организации УИРС, была выбрана не случайно. Дело в том, что тематика выполняемых курсовых и дипломных работ студентов кафедры выбиралась в рамках исследования полупроводниковых лазеров, а ЛОП ИФ НАНБ являлась одним из ведущих подразделений института, где интенсивно проводились исследования инжекционных и стримерных лазеров, выполнялись теоретические работы по люминесценции и генерации излучения, по деградиационным явлениям, широко известные ученым всего мира. За организацию УИРС и подбор тематики исследований студентов отвечал доцент И. С. Манак, а курирование исследований студентов осуществляли научные сотрудники лаборатории кандидаты физ.-мат. наук В. К. Кононенко, Г. И. Рябцев, Л. Г. Зимин, В. А. Иванов. Не все научно-исследовательские работы студентов (НИРС) были доведены до логического завершения. Однако студенты Д. В. Карасев и Д. Л. Харевич задание по теоретическому анализу поляризации излучения в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах под руководством В. К. Кононенко и И. С. Манака выполнили на высоком уровне и опубликовали свою научную работу в периодическом журнале «Лазерная техника и оптоэлектроника», 1992, № 3–4, с. 52–55, который издавался в головной организации СССР по разработке и производству

инжекционных лазеров. Материалы докладывались также на юбилейной конференции БГУ, посвященной 70-летию университета.

Студент М. А. Зезюльчик по согласованию был направлен в ЛОП ИФ НАНБ для выполнения дипломной работы на тему «Анализатор содержания аммиака в газовой смеси на лазерном диоде» (научные руководители В. А. Иванов и И. С. Манак). По результатам этих исследований М. А. Зезюльчиком опубликована статья в сборнике и результаты доложены на XII республиканском симпозиуме по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. (Томск, 1993 г.)

В эти же годы академиком А. С. Рубановым, доктором физ.-мат. наук Л. Н. Орловым, И. А. Малевичем и И. С. Манаком прорабатывалась идея создания учебно-научного центра «БГУ – НАНБ», которая, однако, в то время не получила должного развития.

Интенсификация связей с НАН Беларуси в этот период привела к тому, что к проведению учебного процесса на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники на условиях совместительства были привлечены А. Н. Орлов и кандидат физ.-мат. наук В. В. Жуковский (Институт молекулярной и атомной физики НАНБ), а также на условиях почасовой оплаты В. К. Кононенко и Л. Г. Зимин.

С 1992 г. проводятся совместные научные исследования многослойных асимметричных квантоворазмерных гетероструктур, в том числе и в рамках проектов Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (БРФФИ) Ф205–041 «Разработка физических принципов создания наноразмерных полупроводниковых элементов функциональной оптоэлектроники» (1993–1995 г.г.) и Ф94–345 «Управление электронно-оптическими процессами в лазерных наноразмерных системах» (1995–1997 г.г.). Научным руководителем этих проектов, выполняемых в ИФ НАНБ, был доктор физ.-мат. наук (защитил диссертацию в 1992 г.) В. К. Кононенко, который вскоре после этого работал в должности профессора кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники по совместительству, а исполнителями являлись И. С. Манак, студенты, а затем аспиранты А. А. Афоненко, С. В. Наливко, Д. В. Ушаков.

В. К. Кононенко также активно включается в выполнение НИР кафедры, где является соавтором отчетов о НИР, как руководитель исследований студентов (А. А. Виталисов, Э. Р. Фурунжиев, С. А. Рассадин), аспиранта А. А. Афоненко (консультант), аспирантов С. В. Наливко и Д. В. Ушакова (соруководитель). Он же начинает с 1993 г. читать спецкурс «Теория полупроводниковых лазеров» для студентов специализации «Квантовая радиофизика и лазерные системы».

В 1995 г. издательским центром БГУ издано учебное пособие объемом 108 с. «Теория полупроводниковых лазеров» А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манака.

Доктор физ.-мат. наук Л. Н. Орлов, работая в должности профессора кафедры, читал в течение ряда лет спецкурс «Оптика и техника лазеров» для студентов специализации «Квантовая радиофизика и лазерные системы», принимал участие в организации учебно-исследовательской работы в ИФ НАНБ. 31 января 1991 г. ему присвоено звание профессора по кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники.

Усилия кандидата физ.-мат. наук В. В. Жуковского были сконцентрированы на модернизации и проведении общего радиофизического практикума «Квантовая радиофизика». Им в соавторстве с И. С. Манаком в 1991 и 1992 г.г. изданы две части руководства к лабораторным работам по квантовой радиофизике общим объемом 61 с. Доцент В. В. Жуковский читал также спецкурсы «Интегральная оптика» и «Оптическая обработка информации».

С 1997 г. усилия ЛОП ИФ НАНБ и кафедры были объединены в выполнении совместного проекта БРФФИ Ф96–273 «Динамика процессов в полупроводниковых лазерных системах с микрорезонатором» (научный руководитель проекта В. К. Кононенко, научный руководитель госбюджетного договора по проекту И. С. Манака), а с 1 июля 1998 г. в выполнении проекта «Разработка и исследование многослойных квантоворазмерных лазерных гетероструктур для элементной базы функциональной оптоэлектроники» Белорусско-Российской подпрограммы «Лазерные технологии XXI века» (проект LTXXI-26). Однако с 1999 г. финансирование последнего проекта было прекращено.

В 1998 г. с целью координирования работ в области квантоворазмерных лазерных гетероструктур между лабораторией оптики полупроводников НАНБ и кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники был заключен договор о научно-техническом сотрудничестве.

9 июля 1997 г. решением ВАК Беларуси В. К. Кононенко присвоено звание профессора по кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники. С открытием на кафедре специализации «Квантовая электроника» профессор В. К. Кононенко читает также курсы «Фотоэлектрические процессы в полупроводниковых структурах», «Фотоэлектрические полупроводниковые приборы», «Квантоворазмерные лазеры и интегрально-оптические элементы».

С 2000 г. произошло упорядочение выполнения проектов фонда фундаментальных исследований. Проекты БРФФИ подавались от Белгос-университета (научный руководитель доцент И. С. Манака), а совместные

проекты БРФФИ и Российского фонда фундаментальных исследований от НАНБ (научный руководитель В. К. Кононенко).

Так в 2000–2002 г.г. были выполнены совместные проекты Ф99–220 «Анализ неравновесных электронно-оптических процессов в квантоворазмерных инжекционных лазерах для разработки приборов нового поколения» и Ф99Р–119 «Исследование оптических переходов в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами и сверхрешетках и разработка физических принципов генерации излучения инфракрасного диапазона».

В настоящее время (с 2002 г.) выполняется проект БРФФИ Ф01–211 «Динамика нелинейно-оптических процессов квантоворазмерных лазерных гетероструктурах» с активным участием главного научного сотрудника ИФ НАНБ В. К. Кононенко и его аспиранта В. И. Цвирко. Кафедра же активно участвует в проекте Ф02Р–095 «Разработка физических принципов создания новых оптоэлектронных элементов на квантоворазмерных гетероструктурах», где головной организацией является ИФ НАНБ (научный руководитель проекта В. И. Кононенко).

С 2000 г. сотрудничество между лабораторией оптики полупроводников (в настоящее время заведующим является доктор физ.-мат. наук, профессор Г. П. Яблонский) и кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники перешло на принципиально новый уровень. Именно с этого времени с активным участием доктора физ.-мат. наук А. Л. Гурского, кандидата физ.-мат. наук Е. В. Луценко и аспиранта В. Л. Зубелевича в лаборатории был поставлен и проводится для студентов специализации «Квантовая электроника» спецпрактикум по физике полупроводниковых источников излучения.

Предлагаемый цикл лабораторных работ позволяет студентам изучить характер температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника по спектрам экситонного отражения, найти эффективную температуру электронно-дырочной плазмы и исследовать фазовые переходы в системе взаимодействующих носителей заряда при высоких уровнях возбуждения, определить значение энергии ионизации примесных центров и параметр электрон-фотонного взаимодействия при примесной рекомбинации. Большое место уделено анализу сложных спектров люминесценции и определению энергетических параметров гетероструктур с квантовыми ямами, а также механизмов рекомбинации по кинетике примесной люминесценции и на основе зависимости формы спектра от интенсивности возбуждения. Завершается лабораторный практикум рядом работ, в которых в частности анализируются спектры усиления, определяется фактор оптического ограничения и температурная зависимость порога генерации.

Эти работы были изданы в 2002 г. в учебном пособии «Физика полупроводниковых источников излучения. Практикум» (авторы А. Л. Гурский, Е. В. Луценко, И. С. Манак) объемом 111 с., которое допущено Министерством образования Республики Беларусь в качестве учебного пособия для студентов специальности «Физическая электроника» высших учебных заведений.

Авторы данного учебного пособия стремились объединить имеющийся потенциал современной экспериментальной базы Института физики им. Б. И. Степанова НАН Республики Беларусь с богатым педагогическим опытом преподавателей Белгосуниверситета и на этой основе поставили на современном научном уровне цикл лабораторных работ с наиболее перспективными широкозонными полупроводниковыми материалами (такими как эпитаксиальные слои и квантоворазмерные структуры на основе нитрида галлия и селенида свинца) для подготовки специалистов, которые будут востребованы народным хозяйством в ближайшем будущем.

В настоящее время подготовлено к изданию учебное пособие «Физика и оптика лазеров Практикум», причем часть работ по курсу «Квантовая радиофизика» выполняется студентами на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники, а другая часть, по оптике и технике лазеров в лаборатории кристаллооптики ИФ НАНБ (заведующий лабораторией член корреспондент НАНБ, доктор физ.-мат. наук, профессор Н. С. Казак). Авторы этого пособия кандидат физ.-мат. наук, доцент И. С. Манак (БГУ), кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник В. В. Жуковский (ИМАФ НАНБ) и кандидат физ.-мат. наук А. А. Рыжевич (ИФ НАНБ).

Для студентов специализации «Квантовая электроника» в 2002–2003 учебном году впервые был проведен учебный практикум по фотоэлектрическим процессам в полупроводниках и фотоэлектрическим приборам в Институте электроники НАНБ при активной поддержке этого мероприятия со стороны директора ИЭ НАНБ члена корреспондента НАНБ, доктора физ.-мат. наук, профессора А. А. Ковалева и заместителя директора по научной работе кандидата технических наук С. А. Малышева. В постановке и проведении практикума активное участие принимали кандидаты физ.-мат. наук В. И. Блынский и С. А. Манего.

В заключение отметим, что связи кафедры с ведущими институтами физического профиля НАНБ в последние годы развиваются динамично, что способствует качеству подготовки специалистов в области лазерной физики, оптоэлектроники и оптической обработки информации.

В. М. Колесников, И. С. Манак

СВЯЗЬ КАФЕДРЫ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ С ПРОИЗВОДСТВЕННЫМИ ОРГАНИЗАЦИЯМИ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Требование вести подготовку специалистов с учетом потребностей ведущих предприятий и научно-исследовательских учреждений Республики стало наиболее актуальным в последние годы, которые характеризуются значительными достижениями в области квантовой электроники, оптической обработки информации, информатики и оптоэлектроники. Развитие новых направлений в указанных выше областях неизбежно ставит молодого специалиста в условия, где им должны быть проявлены творческие умения, обеспечивающие нахождение качественно нового решения, существенно отличающегося от известного. Полученные в процессе обучения навыки творческой научной деятельности в полной мере могут быть реализованы в процессе научно-исследовательской работы (НИР), в ходе которой студентам приходится сталкиваться с реальными проблемами производства и науки. Характерной особенностью организации НИР и важнейшим условием успеха в постановке этой работы является органическая связь тематики научных исследований с практическими задачами, решаемыми студентами на производстве. При этом повышается интерес студентов к участию в НИР, результаты исследований чаще имеют реальную ценность и практический выход.

Наиболее полно связь НИР студентов с производством проявляется в рамках учебно-научно-производственных объединений университета с передовыми промышленными предприятиями или научно-производственными объединениями. Совместное участие университета и предприятий в решении крупных научных проблем и организации учебного процесса позволяет органически увязывать эти два начала, широко привлекать студентов к научным исследованиям по проблемам соответствующей отрасли. Особенно эффективно это проявляется при организации на производстве филиалов кафедр учебного заведения. При отсутствии указанной выше нормативной базы возможны упрощенные формы взаимодействия высшего учебного заведения (ВУЗ) и научно-производственной или производственной организации в деле целевой подготовки специалистов.

Примером такого сотрудничества является связь кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белгосуниверситета и конструкторского бюро точного электронного машиностроения (КБТЭМ), которые в течение примерно 20 лет в своих взаимоотношениях руководствуются дого-

вором о целевой подготовке специалистов в рамках специализации «Лазерные оптические технологии». Содержание читаемых для студентов этой специализации лекционных курсов и проводимых лабораторных работ тесно увязывается с интересами КБТЭМ. Здесь кафедра руководствуется тем фактом, что наиболее тесная связь существует между моделью современного специалиста и учебным планом, проблема которой становится все более острой и требует научного подхода к ее решению. Для разработки этой проблемы на кафедре давно функционирует институт кураторов специализаций из числа наиболее опытных и квалифицированных преподавателей.

Сотрудничество кафедры и КБТЭМ ведет начало с середины 60-х годов. Уже тогда основной задачей этого сотрудничества являлась подготовка высококвалифицированных кадров для основных структурных подразделений КБТЭМ. Первым выпускником кафедры, распределенным в КБТЭМ, был Э. М. Колесник, впоследствии один из ведущих разработчиков, технический директор концерна «Планар», вице-президент этого концерна. С той поры кафедра, совместно с сотрудниками КБТЭМ подготовила несколько десятков специалистов, активно проявивших себя при разработке новейшего оборудования для точного электронного машиностроения.

Одним из важных моментов в активизации сотрудничества кафедры и КБТЭМ явилась система переподготовки кадров, которая начала развиваться в семидесятые годы XX столетия. При этом производственники, проходящие переподготовку на кафедре, ориентируют сотрудников и студентов ВУЗа на разрешение проблемных вопросов отрасли и являются основным звеном при определении тематики совместных работ. Активность такого сотрудничества возросла после защиты докторской диссертации начальником отдела КБТЭМ Я. А. Райхманом, консультантом по диссертационной работе которого был заведующий кафедрой профессор В. Г. Вафияди. В 1970 г. в очную аспирантуру БГУ поступает начальник лаборатории КБТЭМ А. П. Почкаев, в 1971 г. в заочную – В. И. Чухлиб и в очную – В. М. Колесников, в 1975 г. – В. М. Скороход. Все они являлись сотрудниками отдела, которым руководил Я. А. Райхман. Впоследствии А. П. Почкаев, В. И. Чухлиб и В. М. Скороход стали ведущими разработчиками КБТЭМ. В 1980 г. В. И. Чухлиб был признан лучшим разработчиком Министерства электронной промышленности СССР и награжден правительственной наградой.

Сотрудники КБТЭМ принимают активное участие в учебном процессе кафедры. Директор КБТЭМ профессор В. Е. Матюшков несколько лет работал на кафедре сначала в должности доцента (0,5 ст.), затем профес-

сора (0,5 ст.), начальник отдела В. И. Чухлиб – старшего преподавателя (0,5 ст.). Начальники лабораторий А. И. Корнелюк, В. И. Юдицкий, В. К. Самохвалов и другие сотрудники неоднократно руководили дипломными работами, осуществляли руководство производственной практикой. При этом укрепляется связь кафедра-специалист-производство. Наиболее действенной формой является непосредственный контакт специалистов, осуществляемый в нескольких разновидностях: руководство НИР студентов ВУЗа; предоставление базы для исследований или для апробирования результатов в производственных условиях; проведение научных конференций с участием производственников, имеющих успехи в работе; организация производственных встреч, симпозиумов по наиболее актуальным вопросам развития отрасли с участием студентов ВУЗа.

Тематика курсовых и дипломных работ, выполняемых в КБТЭМ, актуальна, соответствует современному состоянию и перспективам развития отрасли и позволяет студентам решать конкретные производственные задачи. Нередко дипломные проекты непосредственно внедряются в производство. Таким образом, опираясь на запросы производства, кафедра формирует модель современного специалиста.

Сотрудники кафедры принимают активное участие в разработках КБТЭМ. В 1985 г. В. М. Колесниковым был разработан и внедрен высококоразрешающий пирометр для рентгенолитографической установки. В 1993 г. доцент А. Ф. Шилов, старший преподаватель В. М. Колесников, зав. учебной лабораторией В. М. Стецик и старший научный сотрудник В. А. Фираго разработали динамическую систему разрушения спекл-структуры лазерного излучения в УФ области спектра. По заказу КБТЭМ в рамках НТП РБ «БелОптика» С. В. Процко и В. М. Колесников разработали опытные образцы ретроотражающего зеркала и акустооптического дефлектора. В рамках НТП РБ «Лазер» старший преподаватель В. М. Колесников и зав. учебной лабораторией В. М. Стецик разработали методику построения лазерного многоканального интерферометра для контроля качества поверхности полупроводниковой пластины-заготовки увеличенного диаметра.

Взаимоотношения кафедры и КБТЭМ являются ярким примером полномасштабного сотрудничества. Однако сотрудники кафедры взаимодействовали и с другими организациями учреждениями Республики Беларусь.

Так, с 1992 г. по 1997 г. в НИЛ лазерных систем совместно с Институтом охраны материнства и детства выполнялся проект по изучению влияния терапевтических доз лазерного излучения на состояние

иммунной системы экспериментальных животных (Н. М. Ксенофонтова, А. М. Лисенкова, А. Н. Бородавка, С. И. Чубаров). Была создана многофункциональная лазерная медицинская станция на основе полупроводниковых излучателей, позволяющая оказывать иммуностимулирующее действие при различных патологиях, включая воздействия слабых доз радиации. Отмечался положительный эффект применения НИЛИ полупроводниковых лазеров при септических заболеваниях у детей с низкой иммунологической реактивностью. Созданная медицинская станция и результаты проведенных исследований демонстрировались на Международной выставке «Современная медицина – Чернобылю» (Минск, 13–16 декабря 1994 г.).

В настоящее время совместно с кафедрой биохимии ведутся интенсивные исследования по созданию научных подходов для увеличения биодоступности основных фармакологически активных компонентов лекарственных препаратов, что необходимо для повышения эффективности введения лекарственных соединений в ткани и клетки без нарушения кожного покрова и, следовательно, для увеличения терапевтической активности, а также для снижения неблагоприятных эффектов, возникающих в организме при многократном применении лекарственных средств. Данное направление чрескожного введения лекарственных соединений методом лазерофореза включено в план перспективных научных исследований Института охраны материнства и детства Республики Беларусь и Белгосуниверситета на 2004 г.

В НИЛ лазерных систем разработан термометр для новорожденных детей на температурный диапазон 25–42 °С (В. Л. Козлов, С. И. Чубаров). Пирометры на диапазон от –30 °С до +600 °С поставлены Солигорскому калийному комбинату № 3, Брестскому локомотивному депо, Белорусскому технологическому университету, Могилевскому машиностроительному институту, Гроднохимзащите, Полоцкому госуниверситету, научно-исследовательскому институту импульсных процессов, институту сварки и защитных покрытий НАН Беларуси. Для концерна «Белэнерго» разработан дефектоскоп для контроля качества арматуры железобетонных изделий (В. Л. Козлов, К. Г. Кузьмин, С. И. Чубаров). Разработанные А. Н. Бородавка и С. И. Чубаровым измеритель временных интервалов использован в ГП «ЛЭМТ» в малогабаритном контроллере лазерного дальномера, а контроллер оптической диафрагмы в ОАО «Пеленг». И, наконец, измеритель концентрации нитратов запущен в серию в ОАО «Белвар» (С. И. Чубаров, А. Б. Шило).

И. С. Манак

ВЫПУСКНИКИ КАФЕДРЫ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Неуклонное развитие производительных сил, научно-технический прогресс требуют высококвалифицированных кадров, способных решать сложные задачи на современном этапе, поэтому постоянно возрастают требования к совершенствованию образования. Процесс обучения в вузе сегодня все больше опирается на самостоятельную, близкую к научно-исследовательской деятельность студента. В разумном слиянии учебного и исследовательского процессов коллектив кафедры квантовой радиофизики и руководство СНИЛ полупроводниковых лазеров видят значительный резерв повышения качества подготовки специалистов. В настоящее время научно-исследовательская работа (НИР) в БГУ регламентируется небольшим количеством методических указаний, что оставляет большой простор для проявления творческой инициативы как со стороны преподавателей и научных работников вуза, так и со стороны студентов. Выпускники кафедры, которые по-настоящему занимаются во время учебы НИР, значительно быстрее по сравнению с теми, кто ею не занимается, проходят период профессиональной адаптации. Они активнее включаются в рационализаторскую, изобретательскую и управленческую деятельность. А главное, они приобретают опыт непрерывного обновления знаний, что в условиях научно-технической революции представляет собой ценнейшее качество специалиста в любой отрасли профессиональной деятельности: инженерной, педагогической, научной, управленческой, в чем и состоит социальный эффект НИРС. Глубокое изучение специальности является главной предпосылкой, побуждающей будущего специалиста к добыванию новых знаний, к творчеству. Получение студентом в процессе исследовательской работы новой информации в области своей специальности в свою очередь делает более совершенной подготовку специалиста. Таким образом, формирование специалиста и НИРС находятся в тесной диалектической зависимости, а главная эффективность НИРС заключается не в прямом ее влиянии на средние баллы успеваемости студентов и не в научных и производственных успехах во время учебы, а в развитии творческих умений, повышающих деловые и гражданские качества будущего специалиста, позволяющих ему успешно работать в условиях постоянно увеличивающегося действия факторов научно-технического прогресса. Это и является главной эффективностью НИРС в вузе, которая проявляется в период работы выпускников в качестве специалистов различных отраслей народного хозяйства. Возможность получения на факультете радиофизики и электроники второго об-

разования по специальности «Коммерческая деятельность на рынке радиоэлектронных средств и информационных услуг» с присвоением квалификации «экономист» значительно расширяет возможности выпускников кафедры найти свое место в народном хозяйстве Беларуси.

Основной задачей кафедры всегда являлась подготовка кадров высшей квалификации для научных и учебных заведений Республики Беларусь. Среди ее выпускников академик НАН Беларуси, доктор физико-математических наук, профессор, председатель Совета Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, выпускник 1969 г. В. А. Орлович, член-корреспондент Беларуси, доктор технических наук, профессор С. С. Шушкевич, который работал на радиозаводе, являлся проректором радиотехнического института, заведующим кафедрой ядерной физики и мирного использования атомной энергии, проректором по научной работе Белгосуниверситета, являлся депутатом Верховного Совета СССР и Республики Беларусь, председателем Верховного Совета Беларуси. Кафедру окончили также доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией физики магнитных материалов института физики твердого тела и полупроводников Г. И. Маковецкий, заместитель директора по научной работе отдела оптических проблем информатики НАН Беларуси, кандидат физ.-мат. Наук Г. В. Синицин, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией института физики НАНБ Л. Н. Орлов, доктор физико-математических наук Н. А. Немкович. Из выпускников кафедры подготовлена группа кандидатов наук, часть из которых работает преподавателями и научными сотрудниками на факультете радиофизики и электроники, среди которых А. В. Сидоренко (в 2003 г. защитила докторскую диссертацию), И. А. Кобак, Е. Д. Карих, В. Л. Козлов, К. Н. Коростик (по совместительству), А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков, А. В. Поляков, Н. Н. Кольчевский, или работавшие ранее бывший заведующий кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники А. Ф. Шилов, И. Д. Бондаренко, Н. А. Ушакова, И. Г. Леонов, Л. Ф. Корзун, Г. Н. Цеханский. В Белгосуниверситете работают выпускники кафедры доктор физико-математических наук, профессор В. В. Могильный, кандидаты наук Л. Н. Василевич, А. М. Мухарский (НИИ ПФП), И. А. Карпович (физфак). Среди выпускников кафедры также кандидаты наук и. о. проректора Международного экологического университета В. А. Фигурин, А. П. Чайковский, С. А. Батище, И. П. Марко (ИФ НАНБ), Н. И. Мухуров (ИЭ НАНБ), И. У. Примак (ИПО НАНБ, г. Могилев) и др.

Значительная часть бывших студентов кафедры проявила себя на производстве. Так, доктор физико-математических наук, профессор А. П. Шкадаревич является директором ГП «ЛЭМТ». Длительное время

директором завода «Транзистор» был А. И. Тарасевич. Один из первых выпускников кафедры кандидат технических наук, доцент Э. М. Колесник является вице-президентом концерна «Планар», а Г. Е. Вырко – заместителем генерального директора по электронной технике НПО «Интеграл». Бывший студент-вечерник лаборант кафедры В. А. Бобков прошел путь от главного технолога НПО «Интеграл» до заместителя министра промышленности Республики Беларусь, в настоящее время руководит одной из коммерческих структур. Кандидат физ.-мат. наук Д. С. Шуляев – заместитель генерального директора машиностроительного завода в г. Иваново (Россия), М. М. Черепок – директор завода в г. Несвиже.

В бизнесе проявили себя первый лауреат (от кафедры) Всесоюзного смотра студенческих научных работ (В. А. Шевцов), награжденный Почетной грамотой Министерства образования СССР, – ныне председатель Совета директоров «Инфобанка»; лауреат республиканского конкурса студенческих научных работ Е. В. Карачун (Павловец) начальник отдела головного отделения Беларусбанка; выпускник 1986 г. О. М. Молофеев – заместитель начальника департамента информационных технологий Внешэкономбанка; выпускник 1997 г. Д. Е. Карих – заместитель начальника отдела Международного банка торговли и инвестиций; выпускник 1997 г. С. А. Рассадин – начальник управления центра банковских технологий; выпускник 1994 г. А. А. Лагутик – заместитель директора филиала Беларусбанка. В банковской сфере работают и другие выпускники кафедры: Т. В. Яцыневич (Худолеева) – главный бухгалтер «Сатурн-инфо», И. В. Смоляков, М. Н. Ходинский.

Возглавляют коммерческие структуры или являются одним из руководителей Ю. В. Ларченко (1976 г., ООО «Ситэла»); А. А. Дубовик, И. И. Савченко (1976 г., «Эко-Арс»); В. И. Рыболовлев (1976 г., «Бош»); П. И. Лаптенюк (1982 г., KinKomLTD); В. П. Мельник (1977 г., «Микромир»); Т. М. Мазурина (1980 г., полиграфические предприятия «Томпик»); Н. М. Анкудович (1980 г., фирма «Ешко»); А. М. Стецик (ОДО «Аверон»); П. В. Агеев (1983 г., «Спектроскопические системы»); Г. К. Хмурец (1984 г., «ЗИКО»); А. М. Емельянович (1985 г., «Евросат»); А. И. Шейко (1990 г., ООО «Афа»); И. М. Хивук (1993 г., ООО «Аксиома»); Д. А. Корнелюк (1995 г., «Бонабелл»). Выпускник кафедры 1965 г. В. В. Новожилов в течение ряда десятилетий является главным тренером сборной Беларуси по воднолыжному спорту, добившейся исключительных успехов на мировой арене. Выпускник 1982 г. А. О. Добровольский стал профессиональным политиком (заместитель председателя объединенной гражданской партии). В армии и войсках МВД служат (или служили) В. В. Смоляков, А. В. Лютов, В. В. Мельниченко, Н. Н. Дрозд, Д. Л. Харевич, В. В. Кордяко, А. П. Гальцов, В. Г. Павловский.

Из небольшой заметки, которая, конечно, не претендует на полноту отражения заявленной темы, видно, что, получив соответствующее образование, выпускники кафедры эффективно работают в различных отраслях народного хозяйства Беларуси.

М. М. Кугейко, С. И. Чубаров

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ

Научно-исследовательская лаборатория лазерных систем была создана на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники в 1989 г. после прихода на кафедру нового заведующего доктора физико-математических наук профессора Малевича Игоря Александровича. Лаборатория создавалась с целью эффективного проведения преподавателями и сотрудниками кафедры научных исследований и привлечения к их проведению аспирантов, студентов, выполнения курсовых и дипломных работ. Заведующим лабораторией был назначен старший научный сотрудник Чубаров Сергей Ильич, научное руководство осуществлял профессор И. А. Малевич. Основное ядро лаборатории составляли пришедшие из НИИ ПФП им. А. Н. Севченко кандидаты физико-математических наук Н. М. Ксенофонтова, М. М. Кугейко, А. К. Ясаков, научные сотрудники А. Н. Бородавка, И. И. Вельджанов. Активно включились в работу лаборатории научные сотрудники кафедры В. А. Фираго., В. Л. Козлов, Е. П. Колик, С. Д. Жарников, Ж. П. Клечковская, А. В. Баркова, А. М. Лисенкова, преподаватели, аспиранты и студенты.

В это время основным научным направлением лаборатории стала разработка методов и систем лазерной гидрооптики подводного и высотного базирования, теории и методов обнаружения в океане следов объектов искусственного и естественного происхождения. Данные работы проводились вместе с Государственным оптическим институтом имени С. И. Вавилова (Ленинград).

Совместными усилиями были разработаны и созданы лидарная система высотного базирования (на вертолете) с использованием лазера на парах меди, лидар корабельного базирования, подводная система фотометрирования световых потоков. Эти системы с успехом прошли натурные испытания на Черном море (на морской базе ГОИ им. С. И. Вавилова в Пицунде). С использованием новых методик обработки сигналов впервые по результатам вертолетного зондирования были получены профили коэффициентов ослабления оптического излучения как на ат-

мосферных участках трасс зондирования, так и на водных участках; были обнаружены в море следы естественного и искусственного происхождения.

В дальнейшем под руководством И. А. Малевича были выполнены исследования по темам: «Разработка и физическое обоснование структуры многофункционального комплекса спектрально-лазерной аппаратуры, диагностики среды с развитым информационно-вычислительным ядром», «Разработка физических принципов построения системы комплексной спектрально-лазерной диагностики оптических характеристик среды», «Разработка модели дистанционной диагностики характеристик среды». Результатом проведенных исследований явилась разработка новых методов определения оптических характеристик рассеивающих сред (И. А. Малевич, М. М. Кугейко), структуры и функционально-ориентированных модулей спектрально-лазерной аппаратуры с развитым информационно-вычислительным ядром (И. А. Малевич, С. И. Чубаров, А. Н. Бородавка, И. И. Вельджанов), методов определения положения и масштаба неоднородностей (А. К. Ясаков, М. М. Кугейко).

Основным достижением этого периода можно считать разработку концепции «безаприорности» в оптико-физической диагностике неоднородных рассеивающих сред, заключающуюся в исключении или минимальном использовании априорной информации или допущений об исследуемой среде, минимизации влияния аппаратурных констант приемопередаточных и регистрирующих блоков. Данный подход в лазерной локации являлся новым, так как позволял решать отмеченные фундаментальные проблемы не только путем совершенствования методов и алгоритмов обработки экспериментальных данных в условиях известных априорных данных (традиционный подход), но и расширением объема используемой косвенной измерительной информации для снятия проблемы априорной неопределенности, зависимости погрешности измерений от дестабилизирующих факторов. В 1994 г. по результатам исследований М. М. Кугейко защищена докторская диссертация «Теория и методы оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред в условиях отсутствия априорной информации».

Принципы концепции «безаприорности» и результаты прикладных разработок на базе этой концепции обобщены в монографии М. М. Кугейко «Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности)», выпущенной Белгосуниверситетом в 1999г.

В это же время в лаборатории получил дальнейшее развитие метод лазерной доплеровской анемометрии нестационарных струевых потоков. Совместно с ИТМО АН БССР разработан лазерный доплеровский изме-

ритель скорости нестационарных струевых потоков при исследовании процессов горения топлива (С. И Чубаров).

Продолжались работы по синтезу образцовых многозначных мер времени. Обобщенные результаты исследований по разработке теории и методов реализации данных систем излагаются в вышедшей в 1994 г. в издательстве «Университетское» монографии И. А. Малевича, Д. А. Ефременко и Э. И. Табачника «Синтез образцовых мер времени».

С 1993 в НИЛ начинаются работы по исследованию инжекционных лазеров и разработке систем на основе перестраиваемых полупроводниковых излучателей для медицинской диагностики и терапевтических целей (Н. М. Ксенофонтова, С. Д. Жарников, С. И. Чубаров, А. М. Лисенкова, Н. А. Ушакова).

По заданию Фонда фундаментальных исследований РБ совместно с НИИ охраны материнства и детства МЗ РБ в НИЛ разработан и создан макет компактной лазерной станции для воздействия на иммунную систему организма на основе полупроводниковых лазеров инфракрасного диапазона с регулируемыми параметрами. Разработаны методы стимулирования иммунной системы матери и ребенка, подвергшихся угнетающим воздействиям, на основе глубинного селективного лазерного воздействия. Исследовалось воздействие лазерного излучения на кроветворные органы (печень, селезенка) подопытных животных и определены параметры крови, чувствительные к этому воздействию, с целью повышения эффективности влияния лазерного излучения на иммунную систему.

В лаборатории получили дальнейшее развитие методы радиационной пирометрии. В период 1992–1993 г.г. разработан бесконтактный низкотемпературный пирометр с диапазоном измеряемых температур 30–500 °С с погрешностью измерения $1\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 1\text{ \%}$. В дальнейшем освоены измерители температуры на базе данной разработки с диапазоном измерений 30–1000 °С (В. Л. Козлов.).

В 1992 г. в производственном объединении «Белвар» был внедрен в производство разработанный электронный модуль измерителя концентрации нитратов в различных средах (С. И. Чубаров, А. Н. Бородавка, А.Б. Шило.).

В НИЛ активно ведутся работы по разработке новых методов построения и создания систем лазерной локации. По данным разработкам защищена кандидатская диссертация В. Л. Козловым. В это же время по результатам исследования фонов в целях улучшения характеристик дальномерных систем защищена кандидатская диссертация В. А. Фираго.

Успешно продолжались работы связанные с разработкой элементов оптических дальномеров. В частности разработан и внедрен в УП

«ЛЭМТ» малогабаритный контроллер лазерного дальномера (С. И. Чубаров, А. Н. Бородавка).

С 1994 г. в НИЛ лазерных систем по заданию Фонда фундаментальных исследований РБ начались работы по исследованию и разработке оптоэлектронных систем динамического хранения и обработки информации, элементов оптических вычислителей и исследованию методов построения оптических запоминающих устройств регенеративного типа (С. И. Чубаров, А. В. Поляков, К. Г. Кузьмин, К. Н. Коростик). На основе разработанных новых типов тетраэдрических отражателей были предложен и реализован ряд оптических логических элементов для оптического компьютера (С. В. Процко).

В 2001 г. по результатам исследований влияния температурных и флуктуационных эффектов на процесс рециркуляции в оптоэлектронных системах динамического хранения и обработки информации защищена кандидатская диссертация А. В. Поляковым.

Данное научное направление в лаборатории в настоящее время развивается в рамках темы «Разработка принципов создания высокоэффективных многофункциональных диагностических систем получения и обработки информации на основе волоконно-оптических датчиков» (ГПФИ «Электроника»). Продолжаются работы по методам построения и созданию двухчастотного прецизионного измерителя расстояний.

С 1998 г. характер исследований в области лазерной локации окружающей среды приобрел направленность на разработку методов и систем лазерной диагностики с учетом концепции «безаприорности». Выполнялись следующие НИР: «Оптико-физическая диагностика водных сред, растворов, аэрозольных выбросов в условиях помех», «Разработать эксплуатационно-устойчивые методы контроля и создать экспериментальный комплекс для определения содержания CO , C_nH_m и дымности в выбросах автотранспортных средств», «Концепция «безаприорности» в задачах вычислительной диагностики». В ходе выполнения данных работ разработаны новые эксплуатационно-устойчивые, метрологически надежные методы и системы диагностики рассеивающих сред. Для задач эффективного контроля компонентного состава сложных газовых сред разработан модифицированный корреляционный метод (В. А. Фираго).

В это же время было положено начало разработок нового класса систем измерения оптических характеристик, устойчивых к дестабилизирующим факторам. Разработан прецизионный измеритель коэффициентов ослабления, прозрачности, мутности жидких сред, обладающий указанными достоинствами.

Одновременно велись фундаментальные исследования по проблемам лазерной локации окружающей среды. Выполнены НИР «Разработка

статистической теории переноса оптического излучения и концепция «безаприорности» для задач диагностики неоднородных молекулярных систем» (совместно с Институтом прикладной оптики НАН Беларуси, Могилев), «Спектральные и нефелометрические методы в диагностике микрофизических характеристик рассеивающих сред» (ГПФИ «Спектр») и ориентированная на прикладные задачи «Разработка базовых модулей непрерывного контроля состава аэрозольных сред с использованием инжекционных полупроводниковых источников излучения» (Межвузовская программа «Спектроаналитика»). Среди основных достижений в этот период можно выделить разработку методики диагностики слоисто-неоднородных сред с размытыми границами раздела и метода бистатистического томографического зондирования рассеивающих сред. С применением данных разработок проведена обработка результатов дистанционного зондирования атмосферы над поверхностью островов Мадейра (экспериментальные данные представлены Францией). Показано, что использование данных методик позволяет расширить область однозначной интерпретации данных спектральных измерений относительно оптической толщины облачности и эффективного размера водных капель. В 2001 г. по результатам исследований Д. М. Оношко была защищена диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

Обобщение всех полученных результатов по данному научному направлению проведено в монографии М. М. Кугейко, Д. М. Оношко «Теория и методы оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред».

Результаты научных исследований защищены авторскими свидетельствами и патентами на изобретения (более 20 авторских свидетельств СССР и патентов РБ получено за период существования НИЛ). В лаборатории под руководством научных сотрудников студентами выполняются магистерские, дипломные и курсовые работы, многие из которых отмечены республиканскими дипломами. В выполнении НИР активно участвуют аспиранты кафедры.

Научные разработки кафедры, доведенные до создания образцов (пиrometer, дальномер, портативный оптико-электронный прибор для пространственного ориентирования лиц, потерявших зрение, модульное фотоприемное устройство, малогабаритный импульсный излучающий модуль, широкополосный генератор шума, портативный аппарат инфракрасной лучистой терапии, измеритель прозрачности и мутности жидких сред, измеритель влажности для теплиц) широко представлены на многих международных и республиканских выставках.

И. С. Манак

СНИЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

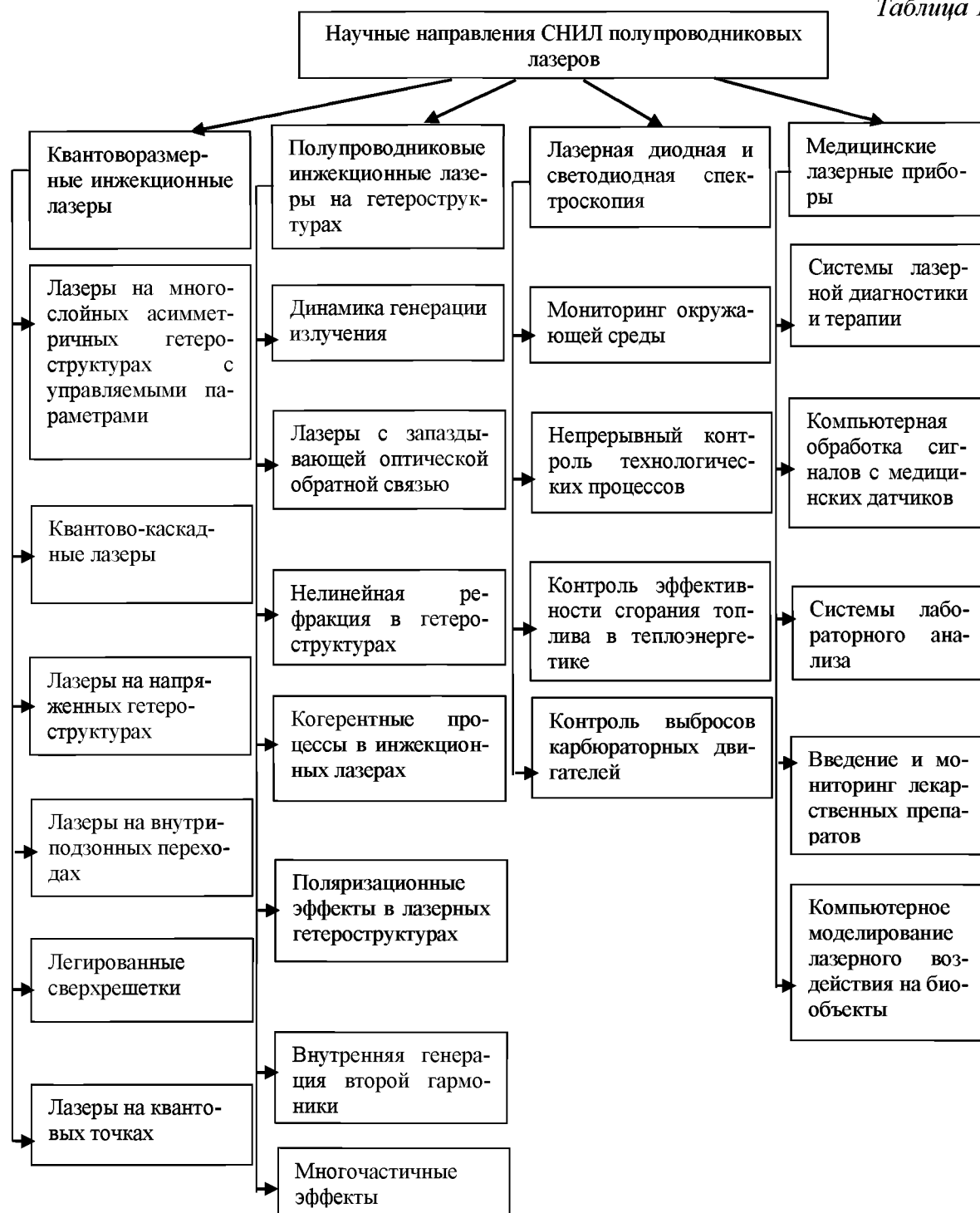
Главную роль в формировании будущих квалифицированных кадров, стремящихся непрерывно совершенствоваться в избранной специальности и после окончания высшего учебного заведения (ВУЗа), призвана играть научно-исследовательская работа студентов (НИРС), так как их участие в научном поиске является не только важным фактором оптимизации учебного процесса, но и одной из форм трудового и мировоззренческого воспитания. Наилучшие условия для развития личности исследователя создает творческий процесс.

Опыт показывает, что эффективность НИРС во многом зависит от системы и методики ее организации. Из всего многообразия существующих в Белгосуниверситете форм НИРС наиболее действенными являются студенческие научно-исследовательские лаборатории (СНИЛ).

СНИЛ полупроводниковых лазеров была образована в конце 1992 г., когда Совет факультета радиофизики и электроники своим решением от 27.10.1992 г. поддержал предложение кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники, а в последующем это решение было утверждено приказом ректора университета. Активная работа в СНИЛ началась практически с 1993 г. после проведения ряда организационных мероприятий: определения состава СНИЛ, уточнения тематики научных исследований, привлечения к руководству студенческими работами опытных преподавателей и научных работников кафедры и т. д. Научным руководителем СНИЛ полупроводниковых лазеров был назначен канд. физ.-мат. наук, доцент И. С. Манак. При выборе тематики СНИЛ приоритет был изначально отдан фундаментальным исследованиям в области полупроводниковых инжекционных лазеров, а также их практическим приложениям: лазерной диодной и светодиодной спектроскопии и оптико-медицинскому приборостроению. На настоящий момент основные научные направления СНИЛ полупроводниковых лазеров выглядят так, как это представлено в табл. 1.

В СНИЛ полупроводниковых лазеров выполняются только научные темы, прошедшие конкурсный отбор в Белорусском республиканском фонде фундаментальных исследований, Министерстве образования Республики Беларусь, Белгосуниверситете (табл. 2). Таким образом, научной базой организации НИРС в СНИЛ полупроводниковых лазеров является госбюджетная тематика фундаментальных и прикладных исследований.

Таблица 1



Основные цели СНИЛ: привлечение студентов к активной научно-исследовательской работе; улучшение качества подготовки специалистов; активизация работы по подготовке научно-педагогических кадров высшей квалификации для БГУ и других организаций республики; решение актуальных проблем современной науки, техники, производства и общества.

Таблица 2

НИР, выполняемые в СНИЛ полупроводниковых лазеров в 2003 г

1. НИР № 721/13 "Когерентные явления в квантоворазмерных инжекционных лазерах" (Республиканская программа фундаментальных исследований «Когерентность», научные руководители доцент <i>И. С. Манак</i> , доцент <i>А. А. Афоненко</i> , 2001–2005 г.)
2. НИР № 087/13 "Разработка физических принципов создания новых оптоэлектронных элементов на квантоворазмерных гетероструктурах" (госбюджетный договор по проекту БРФФИ Ф02Р-095, научный руководитель доцент <i>И. С. Манак</i> , 2002–2004 г.)
3. НИР № 056/13 "Динамика нелинейно-оптических процессов в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах" (госбюджетный договор по проекту БРФФИ Ф01-211, научный руководитель доцент <i>И. С. Манак</i> , 2002–2004 г.)
4. НИР № 800/13 "Внутризонные процессы в квантоворазмерных полупроводниковых структурах" (Межвузовская программа фундаментальных исследований «Низкоразмерные системы-2», научные руководители доцент <i>И. С. Манак</i> , доцент <i>А. А. Афоненко</i> , 2001–2005 г.)
5. НИР № 671/13 "Влияние параметров активной области на излучательные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур" (молодежный грант БГУ, научный руководитель аспирант <i>В. И. Цвирко</i> , 2003 г.)
6. НИР № 131/13 "Спектральные характеристики лазерных квантоворазмерных гетероструктур" (госбюджетный договор по проекту БРФФИ Ф03М-105, научный руководитель аспирант <i>А. Г. Буйкевич</i> , 2003–2005 г.)

Основные задачи СНИЛ: выявление и привлечение к научным исследованиям наиболее способных студентов, содействие более эффективному решению проблем их научной подготовки; создание научного задела для дальнейшего профессионального роста; обучение приемам и методикам профессионального научного исследования; создание условий для углубленного изучения и закрепления учебного материала; содействие организации многопрофильной подготовки специалистов методом углубления фундаментальных знаний; создание условий для дифференцированного подхода в распределении нагрузки при проведении НИР в зависимости от подготовленности студентов (курс обучения).

В связи с вышеизложенным, большое внимание в СНИЛ полупроводниковых лазеров уделяется формированию учебно-научных групп в составе опытного преподавателя (руководителя), аспирантов, магистрантов и студентов, куда могут привлекаться и научные сотрудники кафедры. Студенты младших курсов вливаются в уже сложившийся научно-исследовательский коллектив, в котором ведут исследования по сходной или той же проблеме более опытные его участники: научные сотрудники, аспиранты, студенты магистратуры и студенты-дипломники. По этой причине работа студента планируется таким образом, чтобы она давала

не только максимальный учебный эффект, но и вносила вклад в выполнение плановой научно-исследовательской работы. Именно здесь оказывается очень важной роль преподавателя, который должен выбрать тему и спланировать работу так, чтобы в ходе ее выполнения были получены результаты достаточной надежности, не зависящие от субъективных особенностей студента. Здесь на первый план выступает личностная активность и тесное взаимодействие преподавателя и студента для достижения эффективных результатов в обучении.

Оба этих принципа воплощаются в процессе творческого сотрудничества преподавателя и студента, которые выступают в качестве важнейшей содержательной стороны их межличностного общения. В основе отношений преподавателя к студенту лежат такие нравственные и интеллектуальные потребности, как стремление передать студенту свои научные и нравственные установки. В основе отношения студентов к преподавателям лежит стремление расширить и улучшить свои знания, утвердиться в верности избранного ими направления в исследованиях, научности выдвигаемой гипотезы, адекватности избранных методов поставленным задачам. Познавательная потребность при этом выступает в единстве с потребностью в признании их самостоятельности, стремления к эмоциональной поддержке, пониманию, искреннего интереса и уважения к себе, как к молодому исследователю. Отмеченные установки и потребности реализуются в адекватно организованном, лично-деловом педагогическом общении в СНИЛ в процессе участия в выполнении государственных или хоздоговорных НИР. В результате взаимодействие преподавателя и студента поднимается на качественно новую ступень, достигая в некоторых случаях подлинно творческого сотрудничества. Этому способствует общность научных интересов, взаимоуважение, дух творческого поиска. Психологическая готовность к педагогическому лично-деловому взаимодействию, творческому сотрудничеству студента и преподавателя складывается постепенно, при этом важным компонентом ее является наличие исследовательской направленности. Заметим, что максимальная реализация творческого потенциала студента при выполнении научных исследований происходит в том случае, когда потребность достижения поставленной цели включается в систему его личностных мотиваций. При этом наблюдается полное вовлечение в творческий процесс всех психологических структур личности. Активная вовлеченность студента в реализацию заданной программы, его творческое участие в достижении поставленной цели способствует более полному проявлению «энергетического потенциала» личности. Привлечение к научному руководству студенческих исследований магистрантов, аспирантов

и молодых ученых в составе учебно-научных групп дает положительный результат, так как в этом случае небольшой возрастной разрыв определяет близость интересов ученика и учителя.

Такой подход к организации научных исследований в СНИЛ дает положительные результаты. Суммарные итоги эффективности работы СНИЛ за 10 лет представлены в табл. 3.

Результаты исследований студентов опубликованы в ведущих научных журналах, таких как «Письма в ЖТФ», «Известия РАН. Сер. физическая», «Физика и техника полупроводников», «Журнал прикладной спектроскопии», «Оптический журнал», «Phys. Stat. Solidi» и др. Они неоднократно докладывались на международных конференциях в Сан-Диего, Кардиффе, Линдау, Олимпии, Варшаве, Казимеже-Дольном, Вроцлаве, Москве, Минске, Санкт-Петербурге, родно и других научных центрах и опубликованы в сборниках «Proc. SPIE».

В результате выполненных в СНИЛ полупроводниковых лазеров исследований: осуществлен режим неоднородного возбуждения квантовых ям в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах и изучены особенности динамических процессов с учетом туннелирования носителей и баллистического заброса их через барьеры и теоретически определены области существования различных режимов генерирования лазера с двумя квантовыми ямами при изменении инжекционной эффективности

Таблица 3

Показатели работы СНИЛ полупроводниковых лазеров с 1993 г. по 2002 г.

Год/ показатели	Опубликовано статей	Опубликовано тезисов докладов	Получено патентов	Издано учебно-методических пособий	Подготовлено отчетов о НИР	Итоги участия в Республиканских конкурсах на лучшую научную работу		
						1 категория	2 категория	3 категория
1993	8	27	—	1	1	1	—	—
1994	4	39	1	2	—	Не проводился		
1995	22	22	—	1	2	2	1	—
1996	10	37	2	1	1	3	—	—
1997	23	13	1	—	3	2	—	—
1998	7	20	—	—	1	—	2	1
1999	10	11	—	—	3	2	—	—
2000	26	16	1	—	5	4	—	—
2001	18	11	1	—	3	6	—	—
2002	19	20	—	—	5	4	—	—

и плотности тока накачки; проведен анализ поляризационных и спектральных характеристик лазерных диодов и усилителей на основе многослойных асимметричных гетероструктур, изучено влияние спектрального уширения на спектры усиления и частоту инверсии квантоворазмерных структур; с учетом эффекта смещения зон в приближении четырехзонного **к-р** метода рассчитаны дисперсионные кривые, плотность состояний, матричные элементы межзонных оптических переходов и спектры усиления ТЕ- и ТМ-мод квантоворазмерных структур; предложены методики расчета профиля потенциальной энергии, позволяющие установить закономерности изменения формы и глубины рельефа легированной сверхрешетки, проведен анализ распределения энергетических состояний и рассчитана двумерная концентрация носителей тока в легированной сверхрешетке с учетом хвостов плотности состояний; рассмотрены особенности экранирования электростатического потенциала и определено изменение длин экранирования и характеристических параметров хвостов плотности состояний в *n*- и *p*-областях с уровнем возбуждения *n-i-p-i* кристалла; предсказан аномальный характер изменения отношения коэффициента диффузии к подвижности носителей тока; развита методика расчета спектров излучения в легированных сверхрешетках с учетом хвостов плотности состояний и сужения ширины запрещенной зоны; разработана тепловая модель, изучен модовый состав излучения квантоворазмерной лазерной структуры с вертикальным резонатором; изучено влияние эффекта нагрева активной области на модовый состав излучения. Предложены двухчастотный лазерный излучатель, бистабильный лазерный излучатель, перестраиваемый в широкой полосе лазер с постоянной выходной мощностью, двухчастотный лазерно-волоконный оптический модуль, термостабильный лазер на основе асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с неоднородным возбуждением квантовых ям, многофункциональная двухсекционная лазерная структура на основе δ -легированной сверхрешетки, позволяющая перестраивать длину волны генерируемого излучения в режимах стационарной генерации, переходного процесса и регулярных пульсаций.

Разработаны также принципы компьютерного проектирования газоанализаторов и методики определения внутренних параметров полупроводниковых лазеров, работающих в режиме четырехволнового смешения, а также астигматизма, формы и степени поляризации излучения лазерных диодов.

Основные направления научных исследований, проводимых в СНИЛ полупроводниковых лазеров в настоящее время, акцентированы на следующих проблемах: влияние эффектов запаздывания оптического сигнала

ла на режимы генерации, воздействие шумовых и когерентных характеристик излучения на процессы внутрирезонаторного фотодетектирования; особенности ондуляционных явлений и режимы генерации на динамических модах в квантоворазмерных лазерах; многоэлектронные эффекты и уширение спектральных линий; внутризонные оптические переходы, уширение плотности состояний и спектры испускания с учетом корреляционных эффектов; перенос носителей между ямами и коллективные явления в квантовых ямах; нелинейная оптика квантоворазмерных лазеров; квантово-каскадные лазеры на асимметричных гетероструктурах, униполярные квантоворазмерные лазеры на напряженных гетероструктурах Si–SiGe.

Особое внимание в последние годы руководством СНИЛ полупроводниковых лазеров уделяется подготовке кадров высшей квалификации. С 1997 г. в СНИЛ выполнено 9 магистерских диссертаций (табл. 4).

Таблица 4

**Магистерские диссертации, выполненные в СНИЛ
полупроводниковых лазеров**

1. <i>Ушаков Д.В.</i> Оптические свойства сверхрешетки с профилированной зонной структурой / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. 1997.
2. <i>Сюркина Е.В.</i> Определение микрофизических характеристик форменных элементов крови / Науч. рук. д-р физ.-мат. наук. М.М. Кугейко. 1998.
3. <i>Дуль О.П.</i> Тепловые процессы в инжекционных лазерах / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. 1999.
4. <i>Дрозд С.Н.</i> Разработка эксплуатационно-устойчивых газоанализаторов на основе полупроводниковых излучателей ИК-диапазона / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. В.А. Фираго. 2000.
5. <i>Цвирко В.И.</i> Электронные переходы и дисперсия света в квантоворазмерных полупроводниковых структурах / Науч. рук. д. физ.-мат. наук, проф. В.К. Кононенко. 2001.
6. <i>Матюхин А.Б.</i> Амплитудно-частотные характеристики полупроводниковых лазерных систем / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. 2001.
7. <i>Буйкевич А.Г.</i> Поляризационные эффекты в лазерных диодах с одной квантовой ямой / Науч. рук. д. физ.-мат. наук, проф. В.К. Кононенко, канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. 2002.
8. <i>Даниленко Т.В.</i> Динамика процессов в инжекционных полупроводниковых лазерах, состыкованных с оптическим волноводом / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. 2002.
9. <i>Бутенко Ю.А.</i> Анализ качества оптических световодов / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. С.И. Чубаров. 2002.
10. <i>Писарчик С.П.</i> Влияние многочастичного взаимодействия носителей на уширение спектральных линий в квантовых ямах / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. 2003.

В течение 6 последних лет бывшими студентами СНИЛ полупроводниковых лазеров защищено 8 кандидатских диссертаций (табл. 5). 5 из них выполнено в СНИЛ, 3 защищены в срок и 1 досрочно (Д. В. Ушаков, за 7 месяцев до окончания аспирантуры).

Таким образом, лаборатория в настоящее время является полигоном, где апробируются на практике подходы в формировании новой, более эффективной системы образования, разрабатываются современные методики развития способностей одаренной молодежи в области науки, техники и передовых технологий.

Таблица 5

Диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, защищенные выпускниками СНИЛ полупроводниковых лазеров

1. <i>Афоненко А. А.</i> Динамика генерации излучения в полупроводниковых инжекционных лазерах / БГУ. Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И. С. Манак. 1997.
2. <i>Наливко С. В.</i> Генерационные характеристики многослойных квантово-размерных лазерных гетероструктур / БГУ. Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. В. К. Кононенко, канд. физ.-мат. наук, доц. И. С. Манак. 1999.
3. <i>Шуляев Д. С.</i> Прямой метод решения системы сингулярных уравнений с ядром Гильберта / БГУ. Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. М. А. Шешко. 1999.
4. <i>Ушаков Д. В.</i> Электронные и оптические процессы в легированных сверхрешетках на основе GaAs / БГУ. Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. В. К. Кононенко, канд. физ.-мат. наук, доц. И. С. Манак. 2000.
5. <i>Марко И. П.</i> Лазеры с оптической накачкой на эпитаксиальных слоях ZnSe и гетероструктурах с квантовыми ямами ZnMgSSe/ZnSe / ИФ НАНБ. Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. Г. П. Яблонский, канд. физ.-мат. наук А. Л. Гурский. 2000.
6. <i>Кольчевский Н. Н.</i> Формирование микропучков жесткого рентгеновского излучения многоэлементной преломляющей линзой / БГУ. Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. Ф. Ф. Комаров. 2000.
7. <i>Поляков А. В.</i> Влияние флуктуаций на рециркуляционные процессы в опто-электронных системах / БГУ. Науч. рук. д-р физ.-мат. наук проф. И. А. Малевич, канд. физ.-мат. наук доцент К. Н. Коростик. 2001.
8. <i>Оношко Д. М.</i> Восстановление оптических характеристик рассеивающих сред в лидарном и томографическом зондировании / БГУ. Науч. рук. докт. физ.-мат. наук М. М. Кугейко. 2001.

В течение 10 лет, с 1993 г. по 2002 г. СНИЛ полупроводниковых лазеров занимала 1-е место в Белгосуниверситете. Дважды, 31 января 2001 г. и 20 января 2003 г., своими распоряжениями Президент Республики Беларусь утвердил решения Совета специального фонда Республики Беларусь по социальной поддержке одаренных учащихся и студентов о выделении грантов финансовой помощи СНИЛ полупроводниковых лазеров.

А.А. Афоненко, Е.Д. Карих, В.К. Кононенко, И.С. Манак

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

1. Разработка способов и аппаратуры для исследования быстродействия и пространственно-временной структуры излучения полупроводниковых источников

Принцип гетеродинирования, широко распространенный в радиоприемных устройствах, применяется также и в фотоэлектрических системах, с тем лишь отличием, что в радиоприемных устройствах при гетеродинировании изменяется частота несущей, а в случае света – частота модуляции. Возможны следующие три режима работы фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) в системах с гетеродинированием: режим преобразования частоты в прикатодной области ФЭУ, режим фазового детектирования и режим стробирования по фотокатоду. Сущность преобразования частоты в прикатодной области заключается в следующем: при воздействии на электронный поток, промодулированный частотой f_c , где f_c – частота модуляции оптического сигнала, непосредственно у фотокатода электрическим полем, направленным вдоль движения электронов и изменяющимся с частотой f_m , отличной от f_c , на некотором расстоянии от фотокатода в электронном потоке появляется составляющая разностной частоты $(f_c - f_m)$ [1, 2]. Коэффициент соответствия глубины модуляции фототока на промежуточной частоте глубине модуляции оптического потока k_c в режиме полной отсечки анодного тока ФЭУ, т. е. когда фототок отсекается на половину периода действия высокочастотного поля внешнего модулирующего устройства, определяется простой формулой

$$k_c = 2/\pi. \quad (1.1)$$

В качестве внешних модулирующих устройств в зависимости от частотного диапазона, в котором осуществляется гетеродинирование, можно использовать ламели, сетки, коаксиальные однородные и неоднородные резонаторы [3]. С использованием в качестве внешнего модулятора коаксиального резонатора разработана экспериментальная установка для изучения амплитудно-частотных характеристик полупроводниковых источников излучения с частотами модуляции до 2 ГГц [4]. Для обеспечения высокой точности измерений необходимо учитывать, как и в случае фазовых измерений, неоднородность поля в резонаторе [5]. Предложена методика определения излучательного времени жизни неравновесных носителей заряда по измеренной граничной частоте модуляции [6].

В случае, если $f_c = f_m$, то амплитуда усредненного сигнала на выходе ФЭУ является функцией разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина.

В общем случае уравнение фазовой характеристики фотозлектрического приемника, работающего в режиме фазового детектирования, дается выражением

$$I_{\text{ср}} = \frac{I_0}{2} \left(1 + \frac{m}{\pi} \int_{\psi-\pi/2}^{\psi+\pi/2} \cos \varphi d\varphi \right) + \frac{kI_0}{2} \left(1 - \frac{m}{\pi} \int_{\psi-\pi/2}^{\psi+\pi/2} \cos \varphi d\varphi \right) \quad (1.2)$$

$$\text{или } I_{\text{ср}} = \frac{I_0}{2} (k+1) \left(1 + \frac{2m}{\pi} \frac{1-k}{1+k} \cos \psi \right), \quad (1.2')$$

где $I_{\text{ср}}$ – средний ток на выходе ФЭУ, I_0 – ток в анодной нагрузке ФЭУ в отсутствии гетеродина, ψ – сдвиг фаз между напряжением гетеродина и сигнала, m – глубина модуляции оптического потока, $k = \cos \theta / 2$ – коэффициент, характеризующий режим отсечки, а θ – угол отсечки анодного тока. В случае малых амплитуд модулирующего поля $k = 1$, а в режиме полной отсечки анодного тока ФЭУ $k = 0$, и тогда уравнение фазовой характеристики принимает вид

$$I_{\text{ср}} = \frac{I_0}{2} \left(1 + \frac{2m}{\pi} \cos \psi \right). \quad (1.3)$$

Из (1.2') видно, что фототок принимает максимальное значение, когда $\psi = 2\pi n$, и минимальное в случае, если $\psi = (2n+1)\pi$, где $n = 1, 2, \dots$

На рис. 1 представлены фазовые характеристики ФЭУ при различных значениях m и k .

На основе проведенного анализа могут быть реализованы фазовые детекторы СВЧ-диапазона с экстремальным способом фиксации разности фаз. В качестве источника излучения применяется полупроводниковый инжекционный лазер. В первой схеме на p - n переход подается постоянное смещение таким образом, чтобы рабочая точка находилась на линейном участке вольт-амперной характеристики (ВАХ), которая аппроксимируется линейно-ломаной линией, и модулирующий сверхвысокочастотный сигнал, не выводящий рабочую точку в режиме модуляции за пределы линейного участка ВАХ. Модулированный оптический поток, проходя через оптическую линию задержки, попадает на фотокатод ФЭУ, который находится в поле рассеяния внешнего модулятора, к которому подводится СВЧ-сигнал от того же генератора. Так как в этом случае величина постоянного сигнала на выходе ФЭУ является функцией

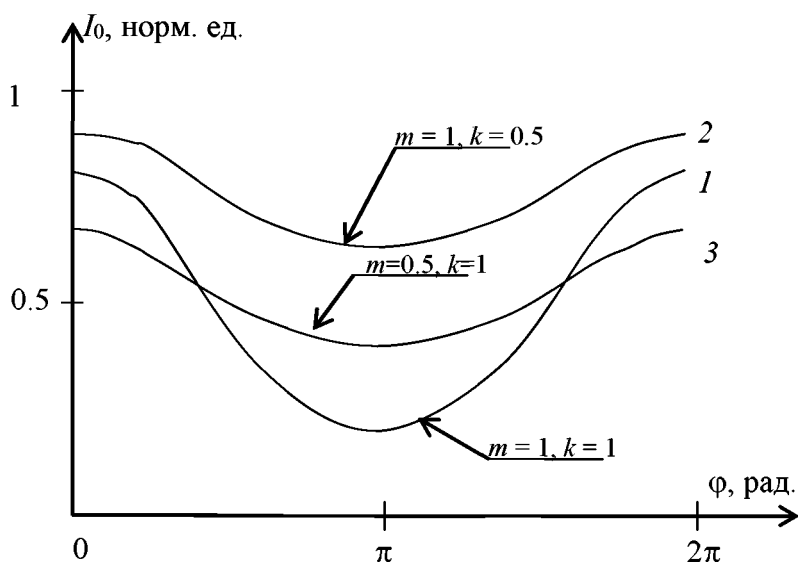


Рис. 1. Фазовые характеристики ФЭУ при различных значениях m и k

ей разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина, то с использованием оптической линии задержки легко настраиваться, например, на максимум сигнала. Таким образом, реализуется фазовый детектор СВЧ-диапазона с фиксацией разности фаз, соответствующей экстремуму фазовой характеристики.

Если лазерный диод питается от генератора низкой частоты (НЧ) и СВЧ генератора, то величина сигнала низкой частоты на выходе ФЭУ будет также зависеть от разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина. В этом случае в схему фазового детектора могут быть внесены некоторые изменения, обеспечивающие его стабильную работу. Так, модулирующие напряжение от СВЧ генератора на лазерный диод с целью обеспечения нормального теплового режима его работы поступает лишь в моменты подачи напряжения от низкочастотного генератора, что обеспечивается коммутатором ВЧ мощности. Отсчет амплитуды низкочастотного сигнала осуществляется по синхродетектору, к которому подводится синхроимпульс от НЧ генератора.

Недостатком фазовых детекторов с экстремальным способом фиксации разности фаз является сравнительно невысокая точность. Ошибка в измерении разности фаз зависит от ее величины и поэтому такие измерения целесообразнее проводить в точках с максимальной крутизной фазовой характеристики, т. е. использовать участки фазовой характеристики фотозлектрического приемника, близкие к $\pi/2$ или $3\pi/2$.

В светодальномерах для увеличения точности измерения расстояний применяют парафазный способ фиксации разности фаз, осуществляя

коммутацию фазы на 180° в усилителе промежуточной частоты либо в модуляторе дальномера. В случае применения в фазовых детекторах фотоэлектрического приемника, работающего в режиме фазового детектирования, и полупроводникового источника излучения на основе GaAs для регистрации разности фаз парафазным способом необходимо осуществлять либо коммутацию фазы модулированного высокой частотой излучения источника, либо фазы опорного СВЧ напряжения, подводимого к модулирующему устройству приемника излучения.

Применение полупроводникового источника рекомбинационного излучения на основе GaAs, состоящего из двух излучателей, смонтированных в общей конструкции и включенных параллельно и навстречу друг другу, позволяет осуществить электронную коммутацию фазы модулированного излучения на 180° непосредственно в источнике излучения, без применения дополнительных механических коммутаторов [7, 8]. С этой целью на диодную ячейку подается напряжение смещения, полярность которого изменяется с некоторой низкой частотой, и модулирующее высокочастотное напряжение. В результате изменения полярности напряжения смещения диоды высвечивали поочередно, при этом фаза модулированного излучения одного излучателя была сдвинута на 180° относительно фазы модулированного излучения другого.

Измерения ошибки установки прибора на нуль, произведенные на частоте 850 МГц, дали среднюю квадратичную погрешность отдельного измерения порядка $2.3'$. Точность установки слабо зависела от внешних засветок. Так, при освещенности в месте установки приемного объектива в 24 люкса точность была не хуже $2.7'$. К недостаткам описанной схемы лабораторного макета фазового светодальномера надо отнести: необходимость нулевой установки; появление "мертвой зоны" при работе на больших расстояниях до отражающего объекта.

Свободной от указанных выше недостатков является схема фазового детектирования, использующая один полупроводниковый источник излучения на основе GaAs [8]. Индикация фазы в точке с максимальной крутизной фазовой характеристики фотоэлектронного умножителя реализуется с помощью дополнительной низкочастотной модуляции генератора высокой частоты, модулирующего излучение источника, на который также подается постоянное смещение.

При выборе рабочей точки на линейном участке вольт-амперной характеристики полупроводникового источника излучения и одновременной подаче на него мощности от СВЧ-генератора сигнал на выходе ФЭУ станет равным $I = I_0 + \Delta I$, где I_0 – сигнал в отсутствии ВЧ напряжения на

излучателе, ΔI – прирост сигнала на выходе ФЭУ при подаче ВЧ мощности на диод. Если при подаче мощности в резонатор сигнал на выходе ФЭУ уменьшается на ту же величину ΔI (на диод подано только напряжение смещения), то при работе фотоэлектронного умножителя в режиме фазового детектирования сигнал на выходе ФЭУ будет минимальным при разности фаз гетеродина и принимаемого излучения, кратной нечетному числу $\pi/2$, и максимален при равной четному числу $\pi/2$.

Сигнал от ФЭУ подавался на узкополосный усилитель, который настраивается на частоту низкочастотного генератора. Для увеличения точности фазовых измерений сигнал с выхода усилителя и опорный сигнал с генератора подавался на синхродетектор. Измерения проводились при соотношении сигнал/шум $U/U_{\text{ш}}=5$ в полосе 500 кГц, при этом средняя квадратичная погрешность отдельного измерения при частоте модуляции 1000 МГц не превышала 4.3'. К недостаткам данного способа регистрации фиксированного сдвига фаз следует отнести необходимость устранения внешних фоновых засветок.

Реализация схемы, показанной на рис. 2, позволяет, используя один источник излучения, осуществить парафазный способ фиксации разности фаз и исключить влияние внешних фоновых засветок.

Установка содержит полупроводниковый GaAs – светодиод 1, источник постоянного смещения 2, полупроводниковый коммутатор СВЧ-мощности и ферритовый вентиль 3, СВЧ генератор 4, генератор НЧ 5, ФЭУ 7 с резонатором 6 и источником питания делителя ФЭУ 8, усилитель НЧ 9 и синхродетектор 10. Сигнал от источника через объектив 11 параллельным пучком выходит на дистанцию, отражается объектом (отражателем) 12 и попадает на приемный объектив 13, который фокусиру-

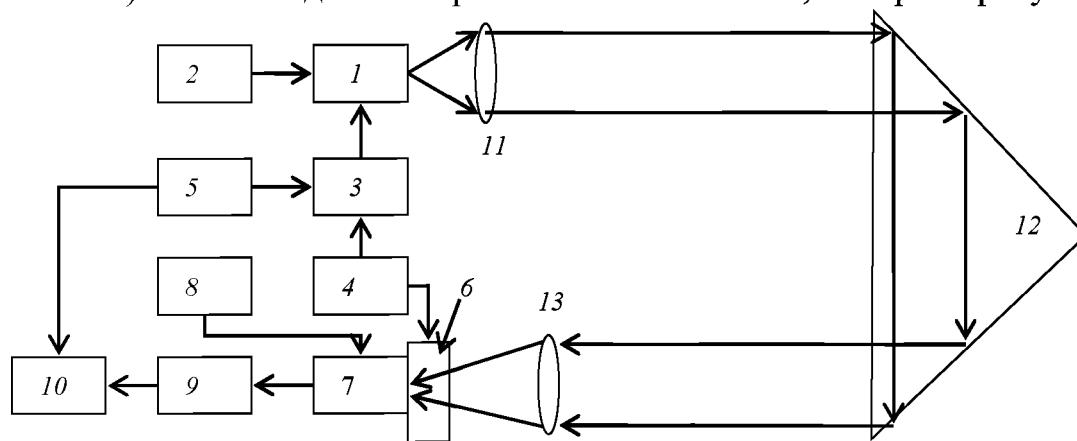


Рис. 2. Структурная схема устройства для точного измерения разности фаз

ет принятый световой сигнал на фотокатод ФЭУ через отверстие во внутренней линии резонатора. В этой схеме СВЧ-напряжение в резонатор поступает непрерывно, а на диод коммутируется с некоторой низкой частотой, определяемой генератором низкой частоты 5.

Излучение источника между импульсами СВЧ-напряжения постоянно и определяется выбором рабочей точки на вольт-амперной характеристике светодиода, а средний фототок ФЭУ при работе в режиме полной отсечки равен $I_0/2$, где I_0 – ток нагрузки ФЭУ при отсутствии мощности в резонаторе. Этот средний фототок и определяет некоторый отсчетный уровень. При одновременном воздействии на фотокатод гетеродинного и принимаемого с дистанции модулированного излучения средний фототок на выходе ФЭУ зависит от разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина. При этом нулевая точка соответствует наибольшей крутизне изменения сигнала при разности фаз, равной $n\pi/2$ ($n = 1, 3, 5, \dots$), что позволяет производить фиксацию нулевых точек с высокой точностью. При такой схеме питания излучателя и фотоприемника точность фиксации разности фаз не зависит от стабильности рабочей точки источника излучения, а также от внешних фоновых засветок, так как это приводит только к смещению отсчетного уровня, относительно которого происходит одинаковое увеличение или уменьшение низкочастотного сигнала в зависимости от соотношения фаз принимаемого сигнала и гетеродина [8, 9].

По предлагаемой схеме собрана установка, на которой произведена оценка точности измерения фиксированного сдвига фаз, кратного нечетному числу $\pi/2$. Погрешность измерения фиксированного сдвига фаз при частоте модуляции 600 МГц не превышала $3'$, что соответствует временному разрешению $\sim 2,5 \cdot 10^{-13}$ с.

На основе фазовых детекторов предложены анализаторы пространственно-временной структуры (ПВС) излучения лазерных диодов и светодиодов в гигагерцовом частотном диапазоне [10].

Наиболее простой способ построения анализатора пространственно-временной структуры излучения реализуется в случае экстремального метода фиксации разности фаз.

В одном из вариантов данного способа лазерный диод (ЛД) возбуждается импульсами постоянного тока и высокочастотным сигналом от СВЧ-генератора, причем СВЧ-мощность поступает лишь в моменты, когда на p - n -переход излучателя подается постоянное смещение. Это достигается применением в приборе коммутатора ВЧ-мощности, управляемого от генератора низкой частоты (НЧ). Увеличенное оптической сис-

темой тело свечения зондируется передвигаемой щелью, в результате чего на фотокатод фотоэлектронного умножителя поступает излучение из выделенного участка *p-n*-перехода. Фотокатод ФЭУ находится в электрическом поле рассеяния внешнего модулятора, к которому подводится переменное напряжение от того же СВЧ-генератора. В этом случае амплитуда низкочастотного сигнала на выходе ФЭУ является функцией разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина, что фиксируется синхродетектором.

Вначале для выбранного участка *p-n*-перехода экстремальный детектор настраивается на максимум или минимум НЧ-сигнала, что достигается применением в анализаторе оптической линии задержки. осуществляя последовательно зондирование щелью отдельных участков излучающей поверхности ЛД и каждый раз фиксируя положение экстремума, мы можем исследовать фазовую структуру излучения полупроводникового источника. С целью исключения влияния фазовой неоднородности модулирующего поля в зазоре взаимодействия ФЭУ специально отбирались.

Точность рассмотренного метода фиксации разности фаз в гигагерцовом частотном диапазоне достигает 0.5° (не хуже 1°), что соответствует временному разрешению от $1.5 \cdot 10^{-11}$ с до $3 \cdot 10^{-11}$ с. Она определена, как среднеквадратичная ошибка установки фиксированного сдвига фаз на данной установке. Применение других фазовых детекторов (с коммутацией или квазикоммутацией фазы на 180°) позволяет исследовать относительные изменения фазы модуляции излучения полупроводниковых источников излучения с точностью не хуже $3'$ на частоте 600 МГц, что соответствует временному разрешению анализатора ПВС $\sim 2.5 \cdot 10^{-13}$ с.

В опубликованном обзоре [11] детально рассмотрены другие методы и аппаратура для исследования временных характеристик полупроводниковых источников излучения, включая электронно-оптическую хронографию, осциллографические методы, методы счета фотонов и оптического зондирования, нелинейные и корреляционные методы, а также использование для определения времени жизни носителей способов, не требующих высокого временного разрешения. И, наконец, в [12] изложена методика определения некоторых параметров инжекционных лазеров по характеристикам переходного процесса. Кроме времени жизни неравновесных носителей заряда, частоты релаксационных пульсаций и постоянной их затухания – это время жизни фотонов в резонаторе, параметр нелинейного усиления, коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в лазерную моду.

2. Быстродействие и пространственно-временная структура излучения полупроводниковых источников

С использованием изложенных выше методик на установке, работающей в режиме преобразования частоты в прикатодной области ФЭУ, по измеренным граничным частотам модуляции для спонтанных излучателей GaAs : Zn, Te определено эффективное время жизни возбужденных носителей $1,6 \cdot 10^{-10}$ с. [2]. Применение фазового детектирования в приемнике излучения с внешним фотоэффектом позволило исследовать изменение времени жизни неравновесных носителей заряда в источниках на основе GaAs при переходе от спонтанного режима работы к лазерному. Показано, что при токах, в два раза превышающих пороговое значение, время жизни уменьшается примерно на порядок по сравнению с излучательным временем жизни, определенным для тока порядка 100 мА, и составляет $\sim 1,3 \div 3 \cdot 10^{-11}$ с. [13].

Зависимости амплитуды переменной составляющей от тока смещения и частоты модуляции для гомо- и гетероизлучателей на основе GaAs и GaAlAs соответственно исследовано в [14]. Установлено, что эффективное время жизни неравновесных носителей заряда у гетеросветодиодов более высокое, чем у светодиодов из GaAs, изготовленных по диффузионной технологии с использованием примесей Zn и Te.

Показано, что коэффициент глубины модуляции и мощность излучения вдоль p - n -перехода не постоянны, причем между ними существует коррелятивная связь: излучение из участков p - n перехода с меньшим выходом люминесценции промодулировано с большим коэффициентом глубины модуляции [15], что в частности, может быть объяснено неравномерным распределением легирующих примесей вдоль активной области источника излучения [15, 16].

Методика раздельного определения излучательного и безызлучательного времен жизни неравновесных носителей заряда в инжекционных источниках некогерентного излучения позволила определить внутреннюю квантовую эффективность и коэффициент оптических потерь в области излучательной рекомбинации [17]. Показано, что диффузионные светодиоды, имея большую, чем эпитаксиальные образцы, внутреннюю квантовую эффективность, обладают и более высокими потерями на поглощение.

При исследовании токовой зависимости времени жизни носителей заряда τ GaAlAs лазеров на двухсторонней гетероструктуре с полосковой геометрией омического контакта установлена более сильная, чем для го-

молазеров зависимость τ от отношения I/I_{th} , где I – ток накачки, а I_{th} – пороговый ток. Эффективное время жизни при двойном превышении порога составило $20 \div 100$ нс. Резкое уменьшение τ в гетеролазерах начинается при меньшем, чем у гомолазеров, отношении $I/I_{пор}$, что обусловлено высокой добротностью активного слоя гетеролазера [18].

Выполнены комплексные исследования модуляционных, вольт-амперных и излучательных характеристик GaAs-диодов, подвергшихся облучению электронами с энергией 20 МэВ [19], или деградировавших при токовом воздействии [19]. Обнаружено возрастание интенсивности излучения, сопровождающееся ростом граничной частоты модуляции при малых интегральных потоках облучения (до 10^{12} эл/см²). Такое поведение наблюдаемых характеристик может быть объяснено либо активацией при облучении малыми потоками мелких центров излучательной рекомбинации, либо образованием комплексов радиационных нарушений, причем эти комплексы являются центрами излучательной рекомбинации.

При токовой деградации спонтанных излучателей из арсенида галлия наблюдалось, как правило, уменьшение граничной частоты модуляции и светового выхода, что можно объяснить ростом центров безызлучательной рекомбинации в процессе деградации, однако у некоторых образцов отмечался слабый рост граничной частоты модуляции излучения [20]. Можно предположить, что в этом случае происходит образование мелких центров излучательной рекомбинации, как это имело место при радиационном воздействии на GaAs светодиоды [19]. Однако подобное явление наблюдается лишь для небольшого количества исследованных образцов с малой начальной интенсивностью излучения [20].

С помощью описанного выше анализатора ПВС произведено экспериментальное исследование вариаций фазы по излучающей поверхности GaAs-диодов [10]. Теоретический анализ показал, что принципиально возможен уход фазы до $\sim 90^\circ$ на частотах модуляции ~ 1 ГГц. Для источников с широким омическим контактом экспериментально наблюдались изменения фазы модуляции по излучающей поверхности $\sim 40^\circ$ в указанном частотном диапазоне. Между фазой излучения на различных участках p - n перехода и интенсивностью свечения отмечалась четкая корреляция: излучение из участков перехода, с большей яркостью опережает по фазе излучение из менее ярких областей p - n перехода [10]. Результаты эксперимента объясняются неоднородностью активного слоя излучателя. Снижение фазовой неоднородности следует ожидать у источников излучения с высокой однородностью активного слоя; при ограничении излу-

чающей области, при переходе к излучателям с узким контактом (полосковые лазеры).

При импульсном возбуждении GaAlAs – гетеролазеров с полосковым омическим контактом отмечалось увеличение задержек начала генерации в периферийных областях [21]. Однако при проведении измерений методом счета фотонов для локальных участков с возбуждением их в режиме пороговой накачки вариаций фазы не наблюдалось [21]. Снижение задержек начала генерации следует ожидать у полосковых лазеров с зарощенной гетероструктурой. У лазеров на односторонней гетероструктуре в системе твердых растворов наблюдались пространственные вариации фронта нарастания в пределах 0.15–0.5 нс при длительности импульса накачки 100 нс и токе 26 А [22].

Теоретически проанализированы амплитудно-частотные [23] и переходные [24] характеристики полупроводниковых источников излучения с учетом схемы релаксации неравновесных носителей заряда. Показано, что при межзонной излучательной рекомбинации указанные характеристики описываются с помощью одной постоянной времени, а в случае излучательной рекомбинации через промежуточный энергетический уровень – двумя постоянными времени.

В рамках теоретических представлений о полупроводниковых источниках спонтанного излучения с излучательной рекомбинацией через примесные состояния в запрещенной зоне получены аналитические выражения для амплитудно-частотных и переходных характеристик в различных спектральных полосах. Экспериментально исследованы спектрально-временные характеристики GaP-светодиодов в зеленой и красной полосах люминесценции. Граничные частоты соответственно составили 800 и 350 кГц [25].

Сформулированы условия оптимизации амплитуды и длительности импульса излучения в одномодовом лазере в режимах свободной генерации и модуляции добротности резонатора [26–28]. При реальных законах модуляции тока накачки и потерь оптимизировать амплитуду и длительность генерируемого импульса можно при выполнении следующих условий: время спада заднего фронта импульса накачки должно быть много меньше времени жизни электронов; время спада заднего фронта модуляции потерь должно быть много меньше времени жизни фотонов в резонаторе [28].

Формирование переходного процесса для отдельных мод и интегрального потока в многомодовых инжекционных лазерах существенно отличается, причем наибольшие отличия существуют между продоль-

ными и поперечными модами, в то время как между модами одной пространственной конфигурации с равными продольными индексами наблюдаются только количественные отличия, вызванные различием в усилении для них из-за разной длины волны [29]. Первый пик релаксационных колебаний практически полностью создается продольными модами, а существенный вклад поперечных мод есть только во втором или третьем пучке. В большинстве случаев при выходе в режим стационарной генерации доминирует поперечная мода, а изменение межмодового расстояния приводит не только к изменению соотношений между интенсивностями мод с разными продольными индексами, но и к качественному изменению зависимости их интенсивности от времени [29].

Определено влияние нагрева активной области на модовый состав излучения в поверхностно-излучающих инжекционных лазерах со сверхтонкой активной областью, работающих в режиме многомодовой генерации [30]. При комнатной температуре вклад поперечной моды в суммарную плотность фотонов пренебрежимо мал, тогда как при температуре активной области выше 350 К она является доминирующей в излучении лазера [30]. Установлен нелинейный характер температурных зависимостей суммарной плотности фотонов и стационарной плотности носителей заряда [30].

Рассмотрено влияние мощности накачки и длины внешнего резонатора на динамику излучения непрерывно действующего инжекционного лазера и проанализированы возможные режимы генерации. Расчеты проведены на основе кинетических уравнений с запаздывающим аргументом для плотности излучения вблизи выходного зеркала и коэффициента усиления в активной области, которые описывают динамику генерации инжекционного лазера с внешним резонатором, в предположении пространственной однородности активной области и одномодовом приближении или при усреднении плотности излучения по всем генерируемым модам. Установлено, что в зависимости от длины внешнего резонатора и мощности накачки система может излучать в режиме самосинхронизации мод, квазистационарном или неустойчивом автокомбательном режимах [31].

3. Излучательные и тепловые характеристики гетеролазеров

Наряду с изучением временных характеристик первых серийно выпускаемых ДСГ-лазеров с полосковым омическим контактом нами исследованы их спектральные характеристики. С ростом тока происходит плавное сужение спектра вплоть до токов, близких к пороговому. При

достижении порога имеет место резкое уменьшение полуширины спектра излучения ($\Delta\lambda$). Уменьшением $\Delta\lambda$ сопровождается смещением спектрального пика в сторону более коротких длин волн, что связано, по-видимому, с увеличением расстояния между квазиуровнями Ферми. В режиме генерации наблюдались различные типы спектров, при этом возможно не только сужение спектра, но и его уширение вследствие перехода лазера в режим многомодовой генерации [18].

Модуляция излучения ДГС-лазеров короткими импульсами тока (< 60 нс) с постоянным смещением ниже порога позволила осуществить управление спектром лазерного диода, используя как токовую перестройку спектра излучения путем выбора уровня импульсного возбуждения, так и температурную за счет разогрева активной области постоянным током [32]. При изменении уровня импульсного возбуждения от 1.05 до $2 I_{th}$ величина токовой перестройки спектра достигает $\sim 6\text{--}7$ нс, а сам диапазон токовой перестройки можно плавно смещать в сторону длинных волн за счет температурного сдвига спектра излучения путем изменения уровня постоянного возбуждения. Величина смещения при постоянном возбуждении, близком к пороговому, достигает $3\text{--}4$ нм. При постоянном смещении, превышающем величину порогового тока, генерация осуществляется в двух спектральных областях, соответствующих уровням импульсного и постоянного возбуждений. Так как в этом случае временная задержка между импульсами тока и света мала, можно осуществить практически безынерционную спектральную перестройку излучения относительно опорного спектра, определяемого уровнем постоянного смещения [32].

Сведения по поляризации излучения инжекционных лазеров позволяют получить дополнительную информацию о структуре примесных центров и дефектов, механизме протекания тока и рекомбинации в полупроводниках, а также представляют интерес в связи с широким применением оптических методов записи, хранения, обработки и передачи информации с использованием лазерного излучения [33].

При экспериментальном исследовании поляризации излучения инжекционных ДГС-лазеров с полосковым омическим контактом установлено, что при малых токах накачки, значительно меньших порогового значения, степень поляризации излучения P оставалась постоянной и равной $6\text{--}8\%$ [34], причем она была практически одинаковой для всех спектральных составляющих [34]. Значительные изменения наблюдаются при токах $0.9\text{--}1 I_{th}$ и при $I \geq I_{th}$ степень поляризации излучения становится больше 90% [34, 35]. Высокие значения P для ДГС-лазеров связа-

ны с тем, что достаточно большие скачки показателя преломления на гетерограницах обеспечивают эффективный волновод, в результате чего в лазере предпочтительно усиливаются собственные линейно поляризованные моды волновода. Исследование пространственно-поляризационных характеристик показало, что при однородном возбуждении активной области все участки, за исключением периферийных, почти одновременно выходят в лазерный режим с $P \geq 90\%$ [34, 35]. Однако для излучателей, имеющих структуру излучения в ближней зоне в виде отдельных светящихся пятен, степень поляризации в интегральном потоке при токах $\sim 1.5 I_{th}$ может стать заметно меньше 90 %, что нельзя объяснить общим ее снижением из-за разогрева диода при больших токах накачки. Причина, видимо, кроется в неоднородности возбуждения активной области лазера: при определенных значениях тока накачки, по всей вероятности, увеличиваются потери в некоторых каналах, они могут вернуться к предпороговому режиму, что и сопровождается спадом степени поляризации. Подводимая при этом энергия перекачивается в другие каналы, которые дают максимальный вклад в излучение и потому определяют интегральную степень поляризации излучения лазера [35, 36]. Степень поляризации излучения лазерных диодов измерялись с использованием афокальной оптической системы, состоящей из двух объективов, формирующих излучение лазера в параллельный пучок, в который помещается инфракрасный пленочный поляроид [34–36]. Более совершенная экспериментальная установка с исправлением астигматизма пучка и метод исследования поляризационных характеристик, основанный на определении вектора Стокса, описаны в работе [37].

Одним из факторов, оказывающих существенное влияние на эксплуатационные характеристик инжекционных лазеров, является температура, включая и саморазогрев лазерных диодов в процессе их работы [38].

В частности, в плоскости p – n перехода угловая расходимость излучения, определяемая на уровне половинной интенсивности, уменьшается в интервале температур 30–65 °С с $\theta = 17^\circ$ до $\theta = 7^\circ$ в лазерном режиме и с $\theta = 55^\circ$ до $\theta = 11^\circ$ при $I = (0.8 \div 0.9) I_{th}$. Аналогичные качественные изменения угла расходимости излучения наблюдались и в плоскости, перпендикулярной p – n переходу [39]. Температурные зависимости расходимости излучения также показывают сдвиг оси диаграммы направленности до 7° в исследуемом интервале температур [39]. Результаты объяснены формированием диэлектрического волновода в гетеролазере с учетом градиента концентрации инжектированных носителей, температуры и технологических особенностей гетероструктур [39].

Предложена методика измерения распределения температуры по зеркалу резонатора полупроводникового лазера методом радиационной пирометрии с линейным разрешением 10 мкм с точностью 0.5 °С на уровне комнатной температуры [40]. С использованием этой методики измерены распределения температуры по торцу работающих диффузионных и эпитаксиальных лазерных диодов в спонтанном и лазерном режимах работы при различных токах накачки, частотах следования и длительностях возбуждающих импульсов [40].

Предполагая малый вклад джоулева тепла в нагрев полупроводникового ДГС-излучателя, местоположением выделения тепла можно считать активную область, где тепло генерируется в результате безызлучательной рекомбинации, поглощения спонтанного и стимулированного излучения. Предложено измерять температуру участка активного слоя, который нагревается при протекании тока по сдвигу максимума спектра излучения измерительного импульса, накладываемого на постоянное смещение, с линейным разрешением до 1 мкм при достаточно хорошем температурном разрешении [41].

Сильная температурная зависимость порога генерации, являющаяся следствием ряда факторов, обуславливает температурную зависимость мощности генерации. Показано, что стабилизация задержки возникновения генерации в AlGaAs- и InGaAsP-гетеролазерах приводит к повышению термостабильности мощности их импульсного излучения. При этом происходит компенсация температурной зависимости порогового тока лазера и термостабильность мощности излучения лазера в основном определяется температурной зависимостью квантовой эффективности и времени жизни неравновесных носителей заряда [42].

Разработана стационарная тепловая модель квантоворазмерной лазерной структуры с вертикальным резонатором и получены профили распределения температуры по слоям лазерного диода при различных значениях плотности тока накачки [43]. Рассмотрено распределение температуры на границе «подложка–теплоотвод» и проанализировано влияние коэффициента теплопроводности теплоотвода на работу лазера. Проведен анализ зависимости теплового сопротивления от размеров активной области и отношения тока накачки к пороговому току. Получены ватт-амперные характеристики, а также зависимость выходной мощности от температуры для приборов с различными размерами активной области. Спад выходной мощности при достижении током накачки некоторого критического значения объясняется сильной зависимостью порогового тока от температуры.

4. Полупроводниковые структуры с переизлучением

Постоянная времени и квантовый выход люминесценции в структурах с переизлучением. Внутренние параметры полупроводниковых инжекционных лазеров постоянно привлекают внимание исследователей и разработчиков оптоэлектронных систем, поскольку именно они определяют возможности высокоскоростной модуляции излучения [44, 45]. Достижения в создании совершенных гетероструктур и получение внутреннего квантового выхода излучения в электронно-дырочной плазме близкого к 100 % привели к необходимости учета вторичных процессов, обусловленных перекрытием спектральных полос поглощения и испускания в полупроводнике.

На основе кинетических уравнений проанализированы амплитудно- и фазочастотные характеристики люминесценции полупроводника с учетом эффекта переизлучения [46, 47]. Показано, что эффективный временной параметр (эффективное время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ)), определяющий эти характеристики в структурах с переизлучением, связан со временем жизни τ следующим соотношением:

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau}{1 - \theta\eta_i(1 - \eta_{\text{ex}})}. \quad (4.1)$$

Здесь θ – квантовый выход внутреннего фотоэффекта; η_i – внутренний квантовый выход спонтанного излучения; η_{ex} – вероятность (функция) выхода излучения за пределы кристалла. Величину $\theta\eta_i(1 - \eta_{\text{ex}}) = \chi$ называют коэффициентом переизлучения.

Наряду с увеличением τ_{eff} по сравнению с τ , переизлучение в той же степени увеличивает и внешний квантовый выход люминесценции η_e :

$$\tau_e = \frac{\eta_i\eta_{\text{ex}}}{1 - \theta\eta_i(1 - \eta_{\text{ex}})}. \quad (4.2)$$

Последний эффект используется для повышения η_e в источниках спонтанного излучения (так называемые «фотоэлектрOLUMИнесцентные» структуры [48]).

Заметим, что в полупроводниковых лазерах вторичные процессы влияют не только на эффективное время жизни ННЗ, но и на порог генерации, при этом возможно как уменьшение порогового тока I_{th} , так и его увеличение в зависимости от преобладания самопоглощения или усиления собственного спонтанного излучения в активной области лазера.

Отмечено влияние вторичных процессов на характеристики и других оптоэлектронных элементов (фотодетекторов, солнечных элементов, приборов силовой электроники и др.) [48].

Из соотношений (1) и (2) следует, что степень влияния вторичных процессов на параметры τ_{eff} и η_e зависит от функции выхода рекомбинационного излучения из структуры. В работе [49] рассмотрен эффект переизлучения в двойной гетероструктуре (ДГС) с тонким активным слоем, толщина которого удовлетворяет условиям $d \ll L$ и $d \ll 1/\alpha$, где L и α – соответственно длина диффузии ННЗ и коэффициент самопоглощения люминесценции в активном слое. Показано, что функция выхода η_{ex} для такой структуры имеет вид:

$$\eta_{\text{ex}} = \frac{\sqrt{1 - \bar{n}^2} + \gamma d}{1 + \gamma d}, \quad (4.3)$$

где $\bar{n} = \bar{n}_e / \bar{n}_a$; $\bar{n}_e$ и $\bar{n}_a$ – показатели преломления широкозонных эмиттеров и активного слоя; γ – параметр, зависящий от α и $\bar{n}$. Нетрудно заметить, что эффективное время жизни ННЗ в такой структуре τ_{eff} с уменьшением d асимптотически стремится к постоянной величине:

$$\tau_{\text{eff}}^* = \frac{\tau}{1 - \theta \eta_i \sqrt{1 - \bar{n}^2}}. \quad (4.4)$$

Сравнивая (4.1), (4.3) и (4.4) можно видеть, что

$$\frac{d}{1 - \tau_{\text{eff}}^* / \tau_{\text{eff}}} = \frac{m}{\gamma} + md, \quad (4.5)$$

где

$$m = \frac{1 - \theta \eta_i \sqrt{1 - \bar{n}^2}}{\theta \eta_i (1 - \sqrt{1 - \bar{n}^2})}.$$

Из последнего выражения получаем:

$$\frac{1}{\theta \eta_i} = (1 - m) = \sqrt{1 - \bar{n}^2} + m. \quad (4.6)$$

Таким образом, произведение параметров θ и η_i можно найти по формуле (4.6), определив m по экспериментальной зависимости величин

ны $d/(1 - \tau_{\text{eff}}^*/\tau_{\text{eff}})$ от толщины слоя d . Величину τ_{eff}^* можно найти из эксперимента как значение τ_{eff} при малых d , когда постоянная времени τ_{eff} перестает зависеть от толщины активной области. Истинное время жизни носителей заряда вычисляется по формуле (4) с учетом найденного значения $\theta\eta_i$.

Предложенная в [49] методика апробирована с использованием экспериментальных данных, опубликованных в литературе для ДГС на основе AlGaAs. Полученные значения $\theta\eta_i \approx 0.96$ хорошо согласуются с оценками авторов эксперимента ($\theta\eta_i \approx 0.95-0.97$).

Разработанная методика может быть использована при исследовании других сред, например люминесцирующих жидкостей, когда величина d легко варьируется путем подбора соответствующих кювет. Важно отметить, что данная методика не требует абсолютных измерений излучаемой световой мощности для определения внутреннего квантового выхода, так как основана исключительно на временных измерениях.

Фотонный перенос ННЗ. Ранее в литературе обсуждались два процесса, влияющие на пространственное распределение ННЗ и уширение области генерации в плоскости активного слоя полосковых гетеролазеров: 1) растекание ННЗ в пассивных слоях между полосковым контактом и активным слоем; 2) боковая диффузия ННЗ в активном слое. Нами изучен еще один механизм – фотонный перенос ННЗ за счет многократных переизлучений собственной люминесценции в активном слое [50, 51].

Для совместного описания стационарной диффузии ННЗ и излучения использовались уравнения непрерывности для электронов и уравнение переноса излучения. Полученное интегро-дифференциальное уравнение для концентрации ННЗ решалось численно итерационным методом с использованием функции Грина. Исследована роль фотонного переноса в гетеролазерах с полосковым контактом с протонной изоляцией и без нее, а также в структурах с поперечным *p-n*-переходом.

Показано, что переизлучение повышает концентрацию ННЗ как под полосковым контактом, так и вне этой области. При этом профиль распределения деформируется, расширяясь за счет фотонного переноса в слабо возбуждаемые области, удаленные от контакта. К примеру в лазерах с протонной изоляцией повышение концентрации ННЗ достигает 32 % непосредственно под полоской, 38 % на краю полоски и 187 % на удалении 2 мкм от этого края.

В лазере с поперечным p – n -переходом на удалении от перехода порядка $(3-4)L$ (L – длина диффузии ННЗ) спад концентрации ННЗ становится неэкспоненциальным. Вблизи p – n -перехода он остается экспоненциальным, однако, увеличение эффективной диффузионной длины за счет фотонного переноса составляет $\sim 7-24\%$. В структуре с поперечным p – n -переходом отмечено смещение максимума плотности фотонов от перехода вглубь активной области в случае односторонней инжекции. Таким образом, в такой структуре максимумы концентрации ННЗ и плотности излучения пространственно не совпадают.

В работе [52] высказано предположение, что на фотонный перенос ННЗ может заметно влиять сдвиг Гуса-Хэнхена, наблюдающийся при полном внутреннем отражении света от оптически менее плотной среды. Основную роль при этом должно играть излучение со «скользящим» падением на гетерограницы. Излучение, падающее на гетерограницы под углами близкими к критическому, будет поглощаться в соседних пассивных слоях и должно оказывать меньшее влияние на фотонный перенос ННЗ в активном слое.

Следует отметить, что в варизонных структурах к обычной и фотонной диффузии ННЗ добавляется «фотонный дрейф» поглощения для фиксированной длины в варизонном полупроводнике, приводящей к «дрейфу» фотонов и связанному с ним дрейфу ННЗ [48].

5. Модуляционные свойства полупроводниковых источников излучения

Нелинейные искажения при гармонической модуляции. Линейная зависимость между током инжекции и интенсивностью излучения исключительно важна при использовании лазеров и источников спонтанного излучения в системах передачи информации с аналоговой модуляцией.

В работах [53, 54] предложена модель, пригодная для расчета частотно-зависимых гармоник в гетероструктурах с высоким внутренним квантовым выходом люминесценции, которые не могут быть найдены из статических ватт-амперных характеристик излучателя. В модели учтен бимолекулярный характер рекомбинации при высоких уровнях инжекции и относительно слабом легировании активной области, а также переизлучение собственной люминесценции в структуре.

Эффективный временной параметр, определяющий время жизни ННЗ при стационарном возбуждении, имеет следующий вид:

$$\tau_0 = \left[\frac{ed\eta_i}{B(1-\chi)} + \frac{e^2 d^2 (n_0 + p_0)^2}{4j_0} \right]^{1/2} - \frac{ed(n_0 + p_0)}{2j_0}. \quad (4.7)$$

Здесь e – заряд электрона; B – коэффициент излучательной рекомбинации; n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок в активном слое; j_0 – плотность тока постоянного смещения ($j_0 < j_{th}$).

Стационарная плотность фотонов S_0 в активном слое равна

$$S_0 = \frac{\eta_i \tau_{ph} j_0}{(1-\chi)ed}, \quad (4.8)$$

где τ_{ph} – время жизни фотонов. Из формулы (4.8) следует, что при $\eta_i = \text{const}$ зависимость $S_0(j_0)$ остается линейной и при бимолекулярном законе рекомбинации ННЗ.

Роль эффективного временного параметра, определяющего частотные характеристики спонтанного излучения при гармонической модуляции тока накачки играет величина

$$\tau_{\sim} = \eta_i \left[B^2 (n_0 + p_0)^2 (1-\chi)^2 + \frac{4B\eta_i}{ed} j_0 \right]^{-1/2}. \quad (4.9)$$

В определенных условиях величина $\tau_{\sim}$ значительно (в несколько раз) может отличаться от стационарного времени жизни ННЗ τ_0 .

Показано, что комплексные амплитуды гармоник модулирующего сигнала в излучении, начиная со второй и выше, содержат в качестве сомножителя частоту модуляции ω . Это означает, что такие гармоники не могут быть выявлены из статистических ватт-амперных характеристик излучателя. Численные оценки выявили значительные нелинейные искажения в области частот $0.18\omega_c \leq \omega \leq 2.6\omega_c$, где ω_c – граничная частота модуляции излучения ($\omega_c = 1/\tau_{\sim}$). Коэффициент гармоник может достигать максимума вблизи $\omega \approx 0.7\omega_c$, где он имеет значение порядка 8–9 % [53].

Следует отметить, что наилучшее соответствие экспериментальной зависимости граничной частоты модуляции от тока дает модель, учитывающая переизлучение собственной люминесценции в структуре.

Электрические характеристики и параметры эквивалентной схемы гетеролазеров. Поскольку инжекционный лазер является одновременно элементом электрической цепи, многие его свойства опреде-

ляются не только оптическими, но и электрическими характеристиками лазерной структуры [55, 56].

Экспериментально исследованы электрические свойства AlGaAs полосковых гетеролазеров при обратном смещении, включая область пробоя [55].

Вольт-емкостные характеристики лазеров измерялись методом замещения в резонансном контуре на частоте 660 кГц. Для регистрации резонанса использовалось явление нулевых биений при равенстве частот измерительного и опорного генераторов. Контактная разность потенциалов $V_c = (1.30\text{--}1.36)$ В оценена из импульсных вольт-амперных характеристик лазеров в прямом направлении. Полная проводимость лазеров в режиме обратных токов измерялась на нескольких частотах (15, 20, 30, 45 и 60 МГц) методом двойного Т-образного моста.

Показано, что зависимость барьерной емкости гетероперехода от напряжения описывается соотношением

$$C_b = \frac{C_{b0}}{(1 - V/V_c)^{1/m}}, \quad (4.10)$$

где $C_{b0} = (50\text{--}110)$ пФ – емкость при нулевом смещении, слабо зависящая от частоты в диапазоне 0.66–60 МГц; $m = 2.0\text{--}2.7$.

При нулевом смещении активная проводимость лазера увеличивается примерно на порядок с изменением частоты от 15 до 60 МГц.

С ростом обратного тока активная составляющая дифференциальной проводимости уменьшается, достигает минимума и резко возрастает с началом пробоя. Реактивная составляющая при этом монотонно уменьшается, сохраняя емкостной характер и в области пробоя. Для некоторых лазеров она достигала отрицательных значений, что соответствует индуктивному характеру проводимости. Последнее может быть обусловлено влиянием конструктивной индуктивности лазерной структуры (~ 32 нГн для образцов исследованной серии). Возможен также вклад механизма, связанного с модуляцией проводимости в участках микроплазм пробоя, шунтирующих анизотипный N – p -гетеропереход.

Обнаружена люминесценция лазерной структуры при обратном смещении в области пробоя, наиболее интенсивная для образцов с большим пробойным напряжением. Для этих же лазеров характерны более низкие пороговые токи при прямом смещении. На наш взгляд пробой в таких структурах может вызываться каналами избыточного тока в области дефектов в объеме или на поверхности кристалла вблизи N – p -гетероперехода.

В работе [56] исследованы параметры эквивалентной электрической схемы лазеров при прямом смещении в допороговом режиме ($j < j_{th}$).

Установлено, что амплитудно- и фазовочастотные характеристики концентрации ННЗ в режиме генератора переменного тока определяются постоянной времени для нестационарного режима $\tau_{pn} = R_{pn}C_{pn}$, где R_{pn} – активное дифференциальное сопротивление N - p -гетероперехода; $C_{pn} = C_b + C_d$ – полная емкость перехода; C_b и C_d – барьерная и диффузионная емкости. В общем случае величина τ_{pn} не совпадает с эффективным временем жизни ННЗ в активной области лазера τ_{eff} . Для непосредственного измерения параметра τ_{eff} необходимо использовать экспериментальные методы, не связанные с протеканием тока через лазерную структуру (например, фотolumинесцентные). Методы, использующие инжекционное возбуждение, дают параметр τ_{pn} , который совпадает с τ_{eff} только при диффузионном механизме тока и малой барьерной емкости структуры.

Наряду с исследованиями свойств лазеров часть работ посвящена активному управлению излучением инжекционных лазеров [57–63], в том числе спектральными [57–61], мощностными [58, 62], импульсными [58, 60] характеристиками, током накачки лазеров [59]. Рассмотрены особенности пространственного согласования световых пучков в системах с фотогетеродинным приемом излучения [63]. Работы обобщающего характера посвящены вопросам теории лазеров [64], приложениям лазеров в оптоэлектронных системах различного назначения [65, 66].

6. Инжекционный лазер в режиме когерентной регистрации излучения

С проблемой влияния внешней оптической обратной связи на характеристики лазерной генерации приходится сталкиваться при работе лазера с составным резонатором, паразитных отражениях лазерного излучения от внешних оптических элементов и т. д. Исследование процессов в лазере по реакции последнего на излучение от внешнего объекта с известными свойствами соответствует ток называемой прямой задаче. Если целью является определение свойств объекта по влиянию отраженного или рассеянного излучения на лазер, то мы имеем дело с обратной задачей. Обратные задачи возникают при атмосферных, биологических, медицинских и других исследованиях.

При самосмещении (внутрирезонаторном гетеродинамировании) достигается такая же высокая чувствительность приема, как и при оптическом гетеродинамировании на фотодетекторе, однако метод самосмещения значительно проще в экспериментальной реализации [67, 68].

В литературе предложено множество моделей полупроводникового лазера с внешней оптической обратной связью, учитывающих одно- и многократные отражения во внешней части резонатора, отражения более чем от одной поверхности и т. д. В работах [69, 70] предложена модель взаимодействия инжекционного лазера с собственным излучением, рассеянным от системы подвижных частиц. Модель основана на укороченном волновом уравнении для комплексной амплитуды поля в лазере и скоростном уравнении для концентрации электронов в активной области.

Решалась задача установления связи между характеристиками оптоэлектронного сигнала (ОЭС) в лазере и характеристиками рассеянного в среде светового поля [70]. Предполагалось, что связь лазера с рассеивающей средой мала, а доплеровские сдвиги частоты значительно меньше собственной резонансной частоты лазера. Это позволяет использовать малосигнальные квазистационарные уравнения лазера [68, 70].

Показано, что автокорреляционная функция рассеянного светового поля имеет вид:

$$R_E(\tau) = M |E_{SO}|^2 e^{i\omega_g \tau} \left\langle e^{-i2\vec{k}\Delta\vec{r}(\tau)} \right\rangle, \quad (6.11)$$

где M – число рассеивающих частиц; E_{SO} – комплексная амплитуда рассеянной световой волны; ω_g – частота генерации лазера; $\vec{k}$ – волновой вектор зондирующей волны; $\Delta\vec{r}(\tau)$ – смещение частицы за время τ .

Спектр рассеянного излучения в этом случае задается выражением

$$S_E^S(\omega) = M |E_{SO}|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle e^{-i2\vec{k}\Delta\vec{r}(\tau)} \right\rangle e^{-i(\omega - \omega_g)\tau} d\tau. \quad (6.12)$$

В указанном выше приближении получены автокорреляционная функция и спектр оптоэлектронного сигнала в лазере:

$$R_{oe}(\tau) = R_{oe}(0) \left\langle e^{-i2\vec{k}\Delta\vec{r}(\tau)} \right\rangle, \quad (6.13)$$

$$S_{oe}(\Omega) = R_{oe} \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle e^{-i2\vec{k}\Delta\vec{r}(\tau)} \right\rangle e^{-i\Omega\tau} d\tau. \quad (6.14)$$

Сравнение выражений для спектров $S_E^S(\omega)$ и $S_{oe}(\Omega)$ показывает, что их конфигурации полностью совпадают. При этом спектр рассеянного излучения сосредоточен вблизи частоты генерации лазера ω_g , в то время как спектр ОЭС – вблизи нулевой частоты.

Рассмотрен практически важный случай, когда рассеивающие частицы помимо броуновского движения участвуют в направленном (гидродинамическом) движении среды как целого. Для описания характеристик процесса уравнения лазера дополнялись уравнением Фоккера-Планка для рассеивающей среды.

Установлено, что оба спектра в однородном по скорости потоке имеют лоренцеву форму с одинаковой шириной

$$\Delta\omega = \Delta\Omega = 8Dk^2, \quad (6.15)$$

а их центральные частоты равны соответственно

$$\omega_{\max} = \omega_g - 2\vec{v}\vec{k}, \quad \Omega_{\max} = -2\vec{v}\vec{k}, \quad (6.16)$$

где $\vec{v}$ – скорость направленного движения частиц; D – коэффициент трансляционной диффузии частиц. Видно, что изменение направления скорости $\vec{v}$ на обратное приводит к изменению $\omega_{\max}$ в оптическом спектре. Положение же максимума спектра ОЭС в области положительных (физических) частот при этом не изменяется. Это объясняется гомодинным характером самосмещения в отсутствии начальной расстройки внутреннего поля в лазере и рассеянного излучения по частоте.

Увеличению сигнала самосмещения способствует просветление выходного зеркала лазера и уменьшение длины его резонатора, что объясняется возрастанием коэффициента связи лазера с рассеивающей средой.

Спектральное разрешение метода определяется длительностью одного цикла измерения спектра [71].

Сравнительные оценки величины ОЭС показывают, что реакция квантоворазмерных лазеров с одиночной квантовой ямой, квантовой проволокой и квантовой точкой по величине близка к реакции лазеров с объемной активной областью на аналогичный по величине оптический сигнал [72].

Модель, разработанная в [69, 70] может быть положена в основу методов лазерной доплеровской флоуметрии с использованием эффекта самосмещения в полупроводниковом лазере.

7. Скорость излучательной рекомбинации в квантоворазмерных структурах в модели без правила отбора

Модель без правила отбора по волновому вектору электрона была разработана для описания свойств инжекционных лазеров с легированной активной областью. Она учитывает бимолекулярный характер рекомбинации и отражает влияние несовершенств реальных лазерных структур на спектры испускания. Эта модель используется также для анализа пороговых и спектральных характеристик квантоворазмерных гетеролазеров. Однако расчет порога и тока инверсии в квантоворазмерных лазерах с использованием вероятности оптических переходов без правила отбора для объемных полупроводников, приводит к довольно большим значениям этих величин.

Проведенный в работе [73] анализ показал, что при расчетах излучательных переходов в легированных квантоворазмерных структурах необходимо учитывать влияние эффектов размерного квантования на волновые функции примесных состояний. При этом, как видно на рис. 7.1, вероятность излучательных переходов без правила отбора ω оказывается зависящей от ширины квантовой ямы. Найдено, что для широких квантовых ям справедливо соотношение

$$\omega \approx \frac{32\pi a_0^3 A_{cv}}{V \left[1 + \frac{\pi^2 a_0^2}{d^2} n^2 \right]^4} \quad (7.1)$$

где A_{cv} – коэффициент Эйнштейна для межзонных переходов; a_0 – эффективный борровский радиус примеси; d – ширина квантовой ямы; n –

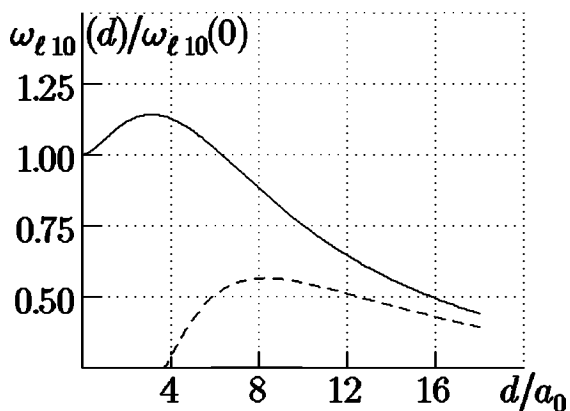


Рис. 7.1. Зависимость усредненной по положению примесей нормированной вероятности переходов от ширины квантовой ямы. Пунктирной линией показано отношение вероятности переходов (1) к значению $\omega_{\ell 10}$ в двумерном пределе

номер подзоны; V – объем активной области. Для узких квантовых ям вероятность излучательных переходов приближенно записывается в виде

$$\omega \approx \frac{4\pi a_0^2 d A_{cv}}{V}. \tag{7.2}$$

При увеличении ширины квантовой ямы усредненная по положению примесей вероятность переходов асимптотически приближается к объемному результату $A \approx 32\pi a_0^3 A_{cv}/V$.

Использование приближения двумерной плотности состояний и модели переходов с сохранением номера подзоны показывает, что для узких квантовых ям ток инверсии практически не зависит от d (рис. 7.2). Незначительный спад тока инверсии вызван тем, что с увеличением d число подзон в валентной зоне растет быстрее, чем в зоне проводимости, а учитываются только переходы, которые происходят с сохранением номера подзон. При дальнейшем увеличении d необходимо учитывать также переходы с изменением номера подзон. Предельно возможное значение тока инверсии, показанное пунктиром, рассчитано в приближении равновероятности переходов с произвольным изменением номера подзон. В области широких квантовых ям для расчета использовалось приближение объемной плотности состояний в валентной зоне. Возрастание тока инверсии с d , как и в модели с выполнением правила отбора по волновому вектору электрона, связано с заселением верхних подзон, которое наиболее существенно при высоких температурах.

8. Динамика генерации в лазерах

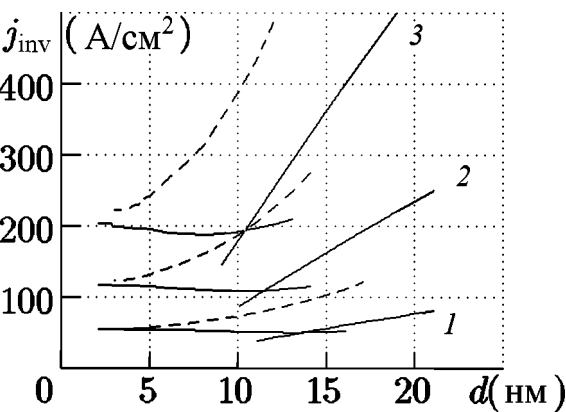


Рис. 7.2. Зависимости плотности тока инверсии j_{inv} от ширины квантовой ямы d в модели без выполнения правила отбора по волновому вектору, рассчитанные для широких квантовых ям в приближении объемной плотности состояний валентной зоны и для узких квантовых ям в приближении двумерной плотности состояний при переходах с сохранением номера подзон (сплошные линии) и без правила отбора по номеру подзоны (пунктирные линии) для различных температур: 1 – $T = 200$, 2 – $T = 300$, 3 – $T = 400$ К

8. Динамика генерации в лазерах со спектрально-селективными резонаторами

Лазеры с вертикальным резонатором и поверхностным выводом излучения, как ожидается, заменят полупроводниковые лазеры во многих прикладных задачах, в частности, в областях оптоэлектронной связи и оптической обработке информации. Для увеличения полосы прямой токовой модуляции полупроводниковых источников прилагаются значительные усилия. Много внимания уделяется эффектам нелинейного усиления и транспорта носителей, которые приводят к ухудшению модуляционного отклика. Понимание природы процессов, воздействующих на эффективность устройства важно для развития быстродействующих полупроводниковых лазеров.

Проведенный в работе [74] анализ показал, что в лазерах с распределенной обратной связью отклонение мгновенной частоты излучения от ее стационарного значения при развитии генерации дополнительно ведет к изменению коэффициентов отражения от брегговских зеркал, и, соответственно, к изменению времени жизни фотонов в резонаторе. При этом параметр оптического ограничения для лазеров с вертикальными резонаторами представляется в виде

$$\Gamma = -\frac{1}{w} \left\{ \left(\frac{\partial w}{\partial n_r} \right)' + \alpha \left(\frac{\partial w}{\partial n_r} \right)'' \right\} = \Gamma' + \alpha \Gamma'', \quad (8.1)$$

где w — частота излучения; n_r — комплексный показатель преломления; α — коэффициент амплитудно-фазовой связи.

Рис. 3 иллюстрирует влияние отстройки длины волны генерации от длины волны брегговских отражателей λ_b на параметры лазера. Изображенные поверхности получены путем изменения толщин слоев, отделяющих активную область и брегговские отражатели. Даже если период распределенных отражателей сохраняется постоянным, такая операция изменяет условия баланса фаз и позволяет существенно перестраивать длину волны генерации (рис. 3 *б*). Видно, что диэлектрические зеркала с высоким коэффициентом отражения обеспечивают достаточно низкий уровень потерь в широком диапазоне длин волны. Поскольку активный слой может попадать в узлы или пучности электрического поля генерируемой моды, то мнимая часть порогового показателя преломления и величина Γ' на фиксированной длине волны изменяется в больших пределах (рис. 3 *а, в*). При этом самый низкий порог и, одновременно, макси-

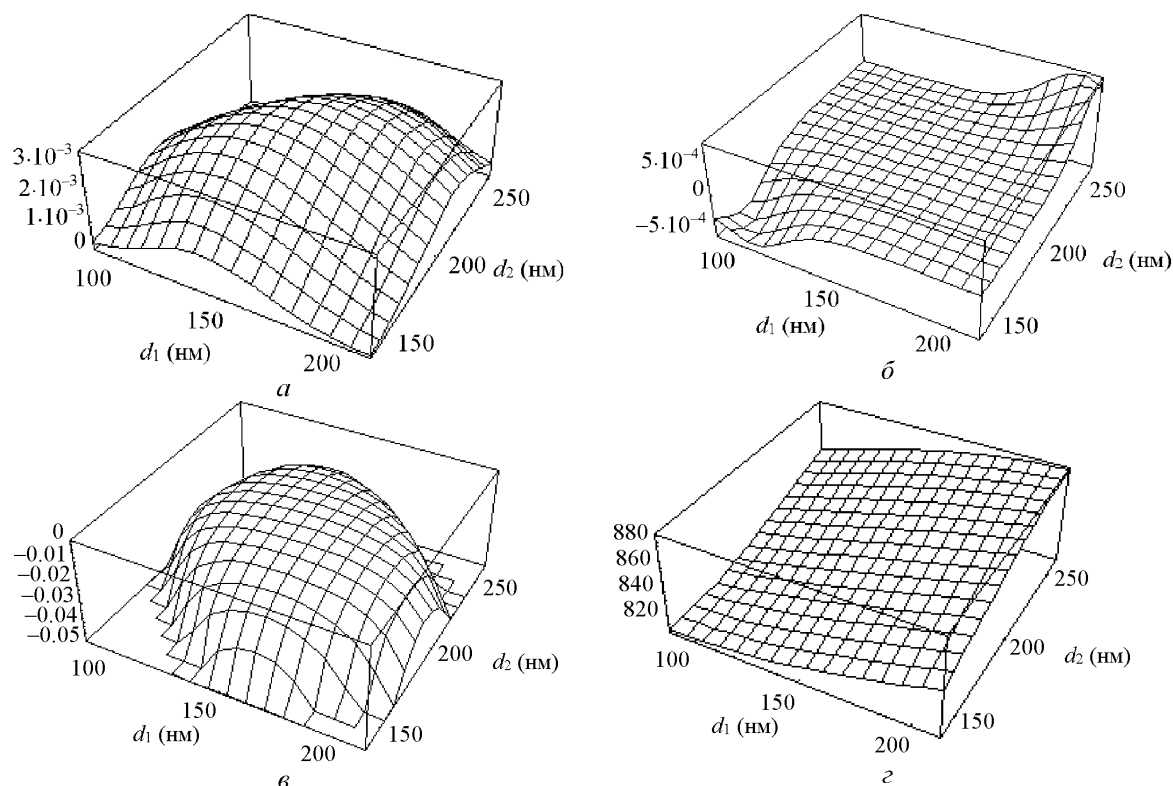


Рис. 8.1. Компоненты параметра оптического ограничения Γ' (а) и Γ'' (б), мнимая часть показателя преломления в активном слое n'' (в) и длина волны генерации λ (г) в зависимости от толщин слоев, отделяющих активную область и брегговские отражатели

мальное значение Γ' достигается, когда длина волны генерации совпадает с брегговской длиной волны λ_b . В этом случае вклад действительной части показателя преломления (то есть Γ'') в результирующее значение Γ мало (рис. 3 б). Со сдвигом длины волны генерации от λ_b в область, где отражение существенно зависит от длины волны вклад Γ'' в Γ растет. Для длин волн $\lambda > \lambda_b$ этот вклад положителен, а для длин волн $\lambda < \lambda_b$ — отрицательный.

Таким образом, присутствие в лазерах с вертикальным резонатором распределенных брегговских отражателей приводит к зависимости параметра оптического ограничения от действительной части показателя преломления активного слоя. Зависимость коэффициента отражения от длины волны увеличивает дифференциальное модовое усиление, если длина волны генерации смещена от брегговского резонанса в сторону больших длин волн.

9. Поляризация излучения квантоворазмерных гетеролазеров

Особый интерес вызывают эффекты поляризации в квантоворазмерных гетеролазерах. В результате квантоворазмерных эффектов в гетероструктурах увеличивается оптическая ширина запрещенной зоны, снимается вырождение состояний валентной зоны, уменьшается ширина спектра излучения, более слабой становится температурная зависимость порога генерации [75].

Однако, несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию поляризации излучения гетеролазеров [33, 35, 76, 77], некоторые вопросы изучены недостаточно. В частности, отсутствует анализ изменения степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров с уровнем накачки, не выяснены до конца возможности управления поляризацией излучения, переключения поляризации и создания не чувствительных к поляризации излучателей. Это особенно важно при разработке способов перестройки излучения лазеров, состыкованных с волоконным волноводом, с помощью внешних дисперсионных элементов. Ниже рассмотрены особенности изменения степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров в зависимости от уровня возбуждения активной области и дано аналитическое описание для оценки значений P на разных длинах волн.

Поляризационная зависимость дипольных переходов. Размерное квантование приводит к анизотропии оптических свойств активной области, что связано с зависимостью вероятности оптических переходов от поляризации излучения. В результате усиление оптического сигнала в квантоворазмерных гетероструктурах становится чувствительным к поляризации излучения [76]. Оптическая анизотропия активной области отражается также на спектрах спонтанного излучения.

Скорость спонтанных переходов, дающих вклад в излучение определенной поляризации α , задается выражением [75, 78]

$$r_{sp}^{\alpha}(h\nu) = \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 d} \sum_n \sum_i f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) m_{rit} H_{ni} \alpha_{ni}, \quad (9.1)$$

где A_{cv} – коэффициент Эйнштейна спонтанных переходов, d – ширина квантовой ямы, $f_e(E_{cni})$ и $f_h(E_{vni})$ – функции распределения, имеющие вид

$$f_e(E_{cni}) = \left(1 + \exp \frac{E_{cni} - F_e}{kT} \right)^{-1}, \quad f_h(E_{vni}) = \left(1 + \exp \frac{F_h - E_{vni}}{kT} \right)^{-1}, \quad (9.2)$$

$$\begin{aligned} E_{cni} &= E_{c0} + (m_{ri}/m_c)(h\nu - E_g) + (m_{ri}/m_{vi})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin}, \\ E_{vni} &= E_{v0} - (m_{ri}/m_{vi})(h\nu - E_g) + (m_{ri}/m_{vi})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin}, \end{aligned} \quad (9.3)$$

E_{v0} и E_{v0} – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, F_e и F_h – квазиуровни Ферми электронов и дырок, $m_{rit} = m_c m_{vit} / (m_c + m_{vit})$ – приведенная масса с учетом поперечных компонентов соответствующих дырок, T – температура. Переходы между подзонами начинаются с квантов света с энергией $h\nu_{ni} = E_g + E_{cn} + E_{vin}$ и эффекты спектрального уширения для простоты не учитываются. Поэтому в выражении (9.1) присутствует ступенчатая функция H_{ni} со значениями $H_{ni} = 1$ при $h\nu \geq h\nu_{ni}$ и $H_{ni} = 0$ при $h\nu < h\nu_{ni}$.

Параметр $\alpha_{ni}(\nu)$ характеризует поляризационную зависимость вероятности оптических переходов и зависит от типа моды (ТЕ или ТМ), рода уровней (тяжелые или легкие дырки) и частоты света ν . Значение α_{ni} находится как коэффициент пропорциональности между квадратом матричного элемента дипольного перехода $|\mathbf{M}_{cv}|^2$ и квадратом дипольного момента $|\mathbf{P}_{cv}|^2$ в выражении [76, 79]:

$$|\mathbf{M}_{cv}|^2 = \frac{1}{3} \alpha_{ni}(\nu) |\mathbf{P}_{cv}|^2. \quad (9.4)$$

Если квантоворазмерные слои ориентированны в плоскости $\{100\}$, то тогда поляризационный фактор для переходов на состояния тяжелых дырок имеет вид [76, 79]

$$\alpha_h = \frac{3}{4} \left[\sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) + 2 \sin^2 \theta \right], \quad (9.5)$$

где α и θ – углы между осью размерного квантования $\langle 100 \rangle$ и вектором поляризации α (направлением вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$) и волновым вектором дырок соответственно. Для ТЕ-моды ($\alpha = \pi/2$) значение α_h уменьшается от 3/2 до 3/4 с увеличением θ от 0 до $\pi/2$, а для ТМ-моды ($\alpha = 0$) значение α_h возрастает от 0 до 3/2.

Аналогичным образом находится поляризационный фактор для переходов на состояния легких дырок:

$$\alpha_l = \frac{1}{4} \left[8 - 3 \sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) - 6 \sin^2 \theta \right]. \quad (9.6)$$

Для ТЕ-моды ($\alpha = \pi/2$) значение α_l увеличивается от 1/2 до 5/4 с изменением θ от 0 до $\pi/2$, а для ТМ-моды ($\alpha = 0$) значение α_l падает от 2 до 1/2. В случае изотропного излучения после усреднения по всем направлениям вектора α имеем $\alpha_h = \alpha_l = 1$.

Угол θ прямо связан с частотой оптического перехода ν . Для переходов между начальными уровнями подзон, когда $h\nu$ совпадает с $h\nu_{ni}$, угол $\theta = 0$. Связь между θ и ν задается формулой

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{h\nu - h\nu_{ni}}{h\nu_{ni} - E_g}. \quad (9.7)$$

Значения квазиуровней Ферми F_e и F_h и их разности ΔF находятся из условия электронейтральности, которое для гетеролазеров с нелегированной активной областью имеет вид $p = n$. Концентрация электронов n в условиях квазиравновесия в квантовой яме составляет [75]

$$n = N_{cl} \sum_n \ln \left(1 + \exp \frac{F_e - E_{c0} - E_{cn}}{kT} \right). \quad (9.8)$$

Здесь эффективная плотность состояний в зоне проводимости равна $N_{cl} = m_c kT / \pi \hbar^2$. Для концентрации дырок p в квантовой яме имеем

$$p = \sum_i N_{vl} \sum_n \ln \left(1 + \exp \frac{E_{v0} - E_{vin} - F_h}{kT} \right). \quad (9.9)$$

Здесь $N_{vl} = m_{vl} kT / \pi \hbar^2$ – эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Выражение для степени поляризации рекомбинационного излучения квантоворазмерной гетероструктуры имеет вид

$$P = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}}, \quad (9.10)$$

где I_{TE} и I_{TM} интенсивности ТЕ- и ТМ-мод, пропорциональные скорости соответствующих спонтанных переходов $r_{sp}^\alpha(h\nu)$. Очевидно, что степень поляризации через населенности подзон в квантовых ямах и поляризационный фактор в общем случае зависят от уровня возбуждения активной области лазера и спектрального диапазона измерений.

Расчет степени поляризации излучения. В качестве примера расчеты проводились для типичного квантоворазмерного гетеролазера в системе GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As с одной квантовой ямой шириной $d = 8$ нм. Здесь реализуются две подзоны электронов, три подзоны тяжелых дырок и две подзоны легких дырок [80]. Исходными параметрами были следующие величины [79]: $E_g = 1.424$ эВ, $x = 0.3$, $\Delta E_c = 0.848x$ эВ, $\Delta E_v = 0.399x$ эВ, $m_c = (0.067 + 0.083x)m_e$, $m_{vh} = (0.34 + 0.42x)m_e$, $m_{vl} = (0.094 + 0.043x)m_e$, $m_{vht} = 0.11m_e$, $m_{vlt} = 0.20m_e$. Для GaAs имеем $A_{cv} \approx 1.5 \cdot 10^9$ с⁻¹ [75]. Расчет спектров спонтанной рекомбинации на ТЕ- и ТМ-модах при различных уровнях возбуждения гетеролазера показывает, что в зависимости от вклада оптических переходов с участием тяжелых или легких дырок преобладает излучение ТЕ- или ТМ-мод.

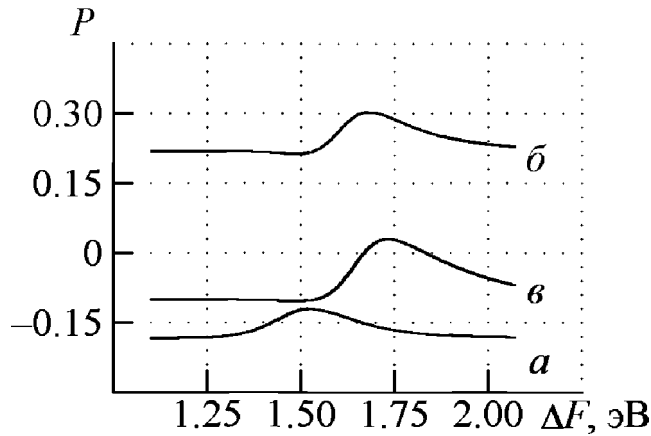


Рис. 9.1. Зависимость степени поляризации P от уровня возбуждения ΔF на частотах ν , соответствующих начальным переходам в 1-ю подзону легких дырок ($h\nu_{1l} = 1.494$ эВ) (а) и во 2-ые подзоны тяжелых ($h\nu_{2h} = 1.628$ эВ) (б) и легких дырок ($h\nu_{2l} = 1.686$ эВ) (в). $d = 8$ нм

Из анализа распределения по спектру степени поляризации излучения следует, что первоначально при излучательных переходах на первый уровень тяжелых дырок (переход $1e-1h$) степень поляризации $P = 1$. Далее с ростом $h\nu$ до значения $h\nu_{1l}$ происходит монотонное уменьшение P до значения $P \approx 0.56$. Скачок степени поляризации в область отрицательных значений при достижении $h\nu$ значения $h\nu_{1l}$ связан со значительным откликом в ТМ-моду излучательных переходов электрон–легкая дырка (переход $1e-1l$). Это обусловлено видом дипольного момента для таких переходов, который представляется как плоский ротатор, ориентированный перпендикулярно волновому вектору дырок, и имеет также линейный компонент вдоль него [76]. Вклад ТМ-моды при включении оптических переходов на подзоны легких дырок оказывается сильнее вклада ТЕ-моды и поэтому P становится отрицательным.

Изменение степени поляризации излучения P на фиксированной частоте ν в зависимости от уровня возбуждения ΔF приведено на рис. 9.1. Видно, что степень поляризации с ростом уровня возбуждения ведет себя немонотонно. Первоначально, при слабом возбуждении, P практически постоянно, затем при приближении разности квазиуровней Ферми ΔF к энергии кванта $h\nu$ наблюдается увеличение степени поляризации. С дальнейшим ростом ΔF значение P достигает максимальной величины и спадает до начального значения при слабом возбуждении.

Аналитическое описание степени поляризации. При больцмановском распределении носителей тока по уровням подзон в квантовой яме произведение соответствующих функций Ферми–Дирака $f_e f_h = \exp[(\Delta F - \hbar\nu)/kT]$ [75] и поэтому не влияет на величину степени поляризации излучения. Если ввести обозначения

$$x = \frac{\hbar\nu - \hbar\nu_{1h}}{\hbar\nu_{1h} - E_g}, \quad \Delta_n = \frac{\hbar\nu_{nl} - \hbar\nu_{nh}}{\hbar\nu_{nh} - E_g}, \quad \delta_n = \frac{\hbar\nu_{1h} - E_g}{\hbar\nu_{nh} - E_g}, \quad r = \frac{m_{rlt}}{m_{rht}}, \quad (9.11)$$

то получим следующее выражение для степени поляризации:

$$P = 3 \frac{\sum_n [(3/\delta_n(1+x) - 1)H_{nh} - r(3(1+\Delta_n)/\delta_n(1+x) - 1)H_{nl}]}{\sum_n [(9 - 3/\delta_n(1+x))H_{nh} + r(7 + 3(1+\Delta_n)/\delta_n(1+x))H_{nl}]}. \quad (9.12)$$

Расчеты по данной формуле представлены на рис. 9.2 [80].

В приближении бесконечно больших потенциальных барьеров в квантовой яме величина Δ_n составляет

$$\Delta_n = \Delta = \frac{m_{rh}}{m_{rl}} - 1. \quad (9.13)$$

В этом случае она не зависит от номера подзон и ширины квантовых ям и равна Δ . При этом отметим, что величина Δ_n задается продольными компонентами эффективных масс дырок, в отличие от параметра r , который задается поперечными компонентами эффективных масс дырок: $r = m_{rlt}/m_{rht}$.

Если ввести параметры Люттинжера γ_1 , γ_2 и γ_3 [81], то имеем

$$r = \frac{1 + (\gamma_1 + \gamma_2)m_c/m_e}{1 + (\gamma_1 - \gamma_2)m_c/m_e}, \quad \Delta = \frac{4\gamma_2 m_c/m_e}{1 + (\gamma_1 - 2\gamma_2)m_c/m_e}. \quad (9.14)$$

Так как для GaAs $\gamma_1 = 6.8$, $\gamma_2 = 1.9$ и $\gamma_3 = 2.7$, то при $m_c = 0.067 m_e$ находим следующие значения компонентов приведенных масс и параметров r и Δ : $m_{rh} = 0.056 m_e$, $m_{rl} = 0.039 m_e$, $m_{rht} = 0.042 m_e$, $m_{rlt} = 0.050 m_e$, $r = 1.2$, $\Delta = 0.43$.

Что касается величины δ_n , то всегда $\delta_1 = 1$, а ее значение падает с ростом номера подзон n . В приближении бесконечных барьеров величина δ_n строго равна $\delta_n = 1/n^2$.

Таким образом, в приближении бесконечных барьеров формула (9.12) упрощается и принимает вид

$$P(x) = 3 \frac{\sum_n (3n^2 - 1 - x)H_{nh} - \sum_n r(3n^2(1+\Delta) - 1 - x)H_{nl}}{\sum_n (9 + 9x - 3n^2)H_{nh} + \sum_n r(7 + 7x + 3n^2(1+\Delta))H_{nl}}. \quad (9.15)$$

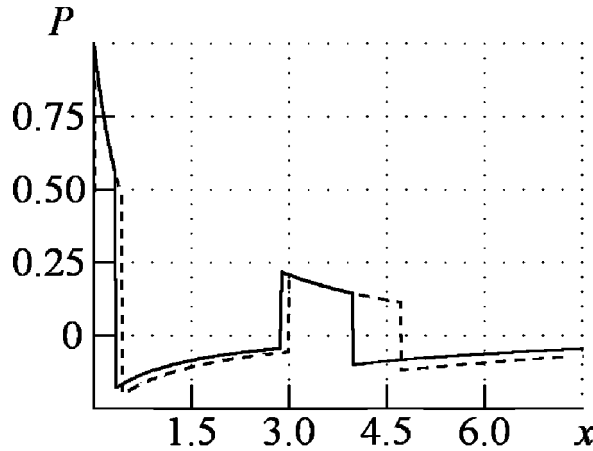


Рис. 9.2. Степень поляризации $P(x)$ при больцмановском распределении носителей тока для реальной структуры с квантовой ямой (сплошная линия) и квантовой ямы в приближении бесконечных барьеров (пунктирная линия) при $r = 1.19$, $\Delta_1 = 0.3226$, $\Delta_2 = 0.2808$, $\delta_1 = 1$, $\delta_2 = 0.2578$

Сравнение формул (9.12) и (9.15) показывает, что скачки степени поляризации при включении оптических переходов между подзонами в реальных структурах оказываются несколько больше вверх и несколько меньше – вниз, чем в случае бесконечных барьеров (рис. 9.2). Значения P близки и поэтому модель бесконечных барьеров может служить достаточно хорошим приближением для первоначальной оценки степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров.

С ростом $\hbar\nu$ общая тенденция изменения степени поляризации такова: абсолютное значение P уменьшается и при участии в переходах n подзон тяжелых дырок и m подзон легких дырок значение P стремится к величине, равной

$$P_{\infty} = -3 \frac{n - mr}{9n + 7mr}. \quad (16)$$

Данное значение варьируется в зависимости от n и m . При $r < 1$ знак P_{∞} отрицательный, так как, очевидно, $n \geq m$. Предельные значения P_{∞} характеризуют интервал изменения степени поляризации P с частотой излучения. Для рассматриваемой гетероструктуры ($r = 1.19$) величина $P_{\infty} \leq 0.033$ и значение P не опускается практически ниже $P = -0.18$.

Таким образом, проведенный расчет показывает, что при включении излучательных переходов между подзонами скачкообразно изменяется степень поляризации P и ее знак. Скачки степени поляризации зависят от уровня накачки активной области, а при увеличении энергии кванта $\hbar\nu$

значение P приближается к величине, рассчитанной в больцмановском приближении.

При достаточно сильном возбуждении лазерной гетероструктуры, когда распределение носителей тока по уровням подзон в квантовой яме становится вырожденным, произведение функций Ферми-Дирака составляет $f_e f_h \approx 1$ и поэтому на основании (9.1) и (9.10) снова приходим к формуле (9.12), которая соответствует больцмановскому распределению носителей. Расчеты, представленные на рис. 9.1, подтверждают применимость (9.12) для определения значений P в условиях вырождения и инверсной заселенности.

Степень поляризации излучения на фиксированной частоте вблизи начальных переходов между подзонами чувствительна к температуре активной области лазера. С температурой изменяется ширина запрещенной зоны и, соответственно, значения энергий квантов $h\nu_{ni}$. Поэтому при малом спектральном уширении должно наблюдаться температурное переключение поляризации рекомбинационного излучения.

Модель бесконечных барьеров может быть использована для первоначальной оценки степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров. Учет спектрального уширения [78, 80, 81], позволяет более адекватно описать характеристики реальных лазерных квантоворазмерных гетероструктур. В частности, для гетероструктур типа квантовых проволок показано, что спектральное уширение сглаживает зависимость $P(\nu)$ и приводит к уменьшению величины степени поляризации, что особенно заметно в области положительных значений P [35].

Как следует из рассмотрения поляризационных свойств рекомбинационного излучения квантоворазмерных гетеролазеров, характер дипольных переходов в квантовых ямах определяет величину и знак степени поляризации излучения. Измеряя на опыте спектральное распределение степени поляризации, можно оценить вклад в излучение переходов с участием тяжелых или легких дырок, найти уровни энергии в подзонах, оценить роль спектрального уширения. Путем подбора параметров квантовых ям можно также реализовать лазерные гетероструктуры с усилением, нечувствительным к поляризации излучения [82]. Информативность поляризационных исследований продемонстрирована для подобных широкополосных светодиодов, излучающих в области 1.4–2.0 мкм и используемых для миниатюрных спектрометров, волоконно-оптических гироскопов и датчиков. Комплексные измерения и анализ поляризационных характеристик квантоворазмерных гетеролазеров наиболее эффективно могут быть проведены путем определения параметров Стокса [84].

10. Нелинейная рефракция в квантоворазмерных гетероструктурах

При исследовании и анализе свойств лазерных квантоворазмерных гетероструктур необходимо учитывать дисперсию света и нелинейный отклик активной среды, в том числе эффекты насыщения усиления и поглощения и нелинейной рефракции [85]. Зависимость показателя преломления и дисперсии от концентрации неравновесных носителей тока в активной области оказывает существенное влияние на волноводные параметры лазерных структур. Учет эффектов нелинейной рефракции важен также при подборе оптимальных условий для генерации гармоник, параметрического возбуждения излучения, четырехволнового смешения и других нелинейных оптических процессов.

Ранее были рассмотрены экситонные эффекты при расчете показателя преломления многослойных квантоворазмерных гетероструктур и композиционных сверхрешеток и проведено сравнение оптических нелинейных параметров многослойных квантоворазмерных гетероструктур с данными для полупроводниковых кристаллов в [86]. Основные особенности нелинейной рефракции в двухразмерных полупроводниковых системах установлены в работе [87]. Изменение показателя преломления рассматривалось также для квантовых ям с прямоугольным потенциальным профилем при смешивании компонентного состава на границах раздела. Основные закономерности насыщения поглощения в квантоворазмерных гетероструктурах изучены. Особенности нелинейных оптических процессов в легированных сверхрешетках описаны в [89].

В данном разделе рассмотрено влияние спектрального уширения и поляризационной зависимости вероятности оптических переходов на спектр нелинейной рефракции при заполнении уровней подзон в квантоворазмерных гетероструктурах. Возбуждение квантоворазмерных гетероструктур может осуществляться электрическим током или при оптической накачке. Расчеты проведены на основе соотношения Крамерса-Кронига для гетеролазеров в системе GaAs-AlGaAs, установлена зависимость показателя преломления от интенсивности света и определена связь между коэффициентом нелинейной рефракции и параметром нелинейности.

Вклад различных оптических переходов в показатель преломления полупроводниковых материалов и лазерных структур проанализирован в [9]. Особенности нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах описаны в [87], где показано, что изменение показателя преломления при заполнении уровней размерного квантования носит резо-

нансный характер на оптических частотах, соответствующих переходам между начальными уровнями подзон.

В квантовых ямах в случае прямых оптических переходов между подзонами электронов и дырок выполняется правило отбора по волновому вектору электрона и сохраняется номер подзоны. Задавая степень возбуждения квантоворазмерной гетероструктуры разностью квазиуровней Ферми ΔF и выполняя суммирование по всем возможным оптическим переходам на частоте света ν , можно рассчитать спектр поглощения $k(\nu)$ и его изменение при возбуждении неравновесных носителей тока [78]. Обычно расчеты проводятся в приближении эффективной массы с учетом анизотропии эффективных масс дырок в квантоворазмерном слое.

Существенное значение имеет форма функции спектрального уширения. Рассеяние квазичастиц на фононах и друг на друге сокращает время жизни неравновесных носителей тока. Основную роль играют столкновения дырка-дырка, электрон-дырка и дырка-продольный оптический фонон, поэтому параметр уширения спектральной линии Γ_{cv} определяется фактически постоянными времени внутризонной релаксации электронов и дырок.

Для определения изменения показателя преломления при возбуждении квантоворазмерных гетероструктур рассмотрим случай стационарных оптических переходов в активной области лазерных структур [85], который был использован ранее при описании нелинейных оптических эффектов в двухразмерных полупроводниковых системах [87–89]. В этом случае скоростное уравнение имеет вид [85]

$$\frac{\eta' j}{ed} = \frac{R_{sp}}{\eta_{sp}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta F}{kT}\right) \right] - \nu k \frac{U}{h\nu_{exc}}, \quad (10.1)$$

где j – плотность тока в квантоворазмерной структуре, η' – инжекционная эффективность, d – ширина квантовой ямы, R_{sp} – скорость спонтанной рекомбинации, η_{sp} – квантовый выход люминесценции, ΔF – разность квазиуровней Ферми в квантовой яме, T – температура, ν – групповая скорость света, k – коэффициент поглощения, U – плотность возбуждающего излучения. Если на частоте возбуждения ν_{exc} свет усиливается, т. е. $k(\nu_{exc}) < 0$, то происходит не поглощение, а вынужденное испускание. Скорость спонтанной рекомбинации R_{sp} определяется, как интегральная сумма спектральной скорости $r_{sp}(h\nu)$ по всем энергиям фотонов $h\nu$. Обычно предполагается, что $h\nu \square kT$. Скорость $r_{sp}(h\nu)$ однозначно связана с коэффициентом поглощения $k(\nu)$.

При учете эффектов спектрального уширения коэффициент поглощения описывается формулой [78]

$$k(\nu) = \frac{4\pi A_{cv}}{h^2 \nu p d} \sum_i \sum_n m_{rit} \int \left(1 - \exp \frac{E_{cv} - \Delta F}{kT} \right) \times \quad (10.2)$$

$$\times f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) L(h\nu - E_{cv}) \alpha_{ni}(E_{cv}) dE_{cv}.$$

Здесь A_{cv} – коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов, $\rho(h\nu)$ – плотность мод электромагнитного поля в кристалле, $n = 1, 2, \dots$ – квантовое число подзоны, $i = h, l$ – индекс тяжелых или легких дырок, $E_{cv} = E_{cni} - E_{vni}$ – энергия оптических переходов, $f_e(E_{cni})$ и $f_h(E_{vni})$ – функции Ферми-Дирака для электронов и дырок. Уровни размерного квантования, между которыми происходят оптические переходы, равны

$$E_{cni} = E_{c0} + \left(\frac{m_{rit}}{m_c} \right) (E_{cv} - E_g) + \left(\frac{m_{rit}}{m_{vit}} \right) E_{cn} - \left(\frac{m_{rit}}{m_c} \right) E_{vin}, \quad (10.3)$$

$$E_{vni} = E_{v0} - \left(\frac{m_{rit}}{m_{vit}} \right) (E_{cv} - E_g) + \left(\frac{m_{rit}}{m_{vit}} \right) E_{cn} - \left(\frac{m_{rit}}{m_c} \right) E_{vin}, \quad (10.4)$$

где E_{cn} и E_{vin} – основные состояния подзон, $E_g = E_{c0} - E_{v0}$ – ширина запрещенной зоны, m_c – эффективная масса электронов, m_{vit} – поперечная составляющая эффективной массы тяжелых или легких дырок, $m_{rit} = m_c m_{vit} / (m_c + m_{vit})$ – приведенная масса. Нижний предел интегрирования в выражении (10.2) берется равным энергии начальных оптических переходов с участием основной подзоны тяжелых дырок $h\nu_{lh} = E_g + E_{c1} + E_{vh1}$. Верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров, так как при возбуждении гетероструктуры заполнение вышележащих энергетических состояний изменяется слабо и оптические переходы между ними носят объемный характер.

В качестве формы функции спектрального уширения $L(h\nu - E_{cv})$ часто выбирается лоренцев контур, а также несимметричный контур линии испускания, участок которого при $h\nu - E_{cv} > 0$ представляется лоренцевой функцией, а при $h\nu - E_{cv} < 0$ – гауссианом [78, 82]. При этом предполагается равенство параметров спектрального уширения $\Gamma_{cv} = \sigma_{cv}$, которые определяют полуширину соответствующих крыльев контура (Γ_{cv} и $\sqrt{\ln 2} \sigma_{cv}$).

Величина $\alpha_{ni}(E_{cv})$ характеризует поляризационную дисперсию вероятности оптических переходов и зависит от типа моды (ТЕ или ТМ), типа дырок (тяжелые или легкие) и энергии оптического перехода. Поляризационный параметр $\alpha_{ni}(E_{cv})$ определяется углами α и θ между осью раз-

мерного квантования, например $\langle 100 \rangle$, и вектором поляризации света, т. е. направлением напряженности электрического поля, и волновым вектором дырок соответственно [78, 79]. В частности, значение угла θ можно оценить из соотношения

$$\operatorname{tg}^2(\theta) = \frac{E_{cv} - \hbar v_{ni}}{\hbar v_{ni} - E_g}, \quad (10.5)$$

где $\hbar v_{ni} = E_g + E_{cn} + E_{vin}$ – энергия начальных оптических переходов между подзонами.

В зависимости от условий оптического возбуждения нелинейная рефракция связана с насыщением поглощения, когда $\Delta F < \hbar v_{\text{exc}}$, либо насыщением усиления, когда $\Delta F > \hbar v_{\text{exc}}$. В первом случае полупроводник в начальном состоянии может быть не возбужден. Тогда $j = 0$ и скоростное уравнение (10.1) упрощается. При этом с увеличением U значение ΔF изменяется от нуля до $\hbar v_{\text{exc}}$.

Насыщение усиления может иметь место только в возбужденном полупроводнике, например, при инжекции электрическим током. Поэтому значение ΔF максимально при заданном j и плотности $U = 0$ ($\Delta F = \Delta F_0$) и стремится к $\hbar v_{\text{exc}}$ с ростом оптического возбуждения.

Увеличение мощности оптического возбуждения приводит к изменениям спектра поглощения (усиления) и, соответственно, показателя преломления в активной области. Связь между изменениями коэффициента поглощения Δk и показателя преломления Δn устанавливается с помощью соотношения Крамерса-Кронига [87]:

$$\Delta n(v_0) = \frac{c}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\Delta k(v) dv}{v^2 - v_0^2}. \quad (10.6)$$

Здесь интеграл задается в смысле главного значения, $\Delta n(v_0) = n(v_0) - n_0(v_0)$ определяется на фиксированной частоте v_0 , а $\Delta k(v) = k(v) - k_0(v)$ охватывает весь спектр возможных частот v , начальные значения k_0 и n_0 соответствуют отсутствию оптического возбуждения ($U = 0$), т. е. условиям термодинамического равновесия ($\Delta F_0 = 0$) или начальному состоянию, когда $\Delta F_0 \neq 0$.

Численные результаты. Численные оценки характеристик, связанных с нелинейной рефракцией, проводились для квантовых ям шириной 5–20 нм в системе GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Достаточно точные значения уровней подзон электронов (дырок) в квантовых ямах могут быть найдены на основании уравнения [79]

$$E_{cn} = \frac{E_{cn}^{\infty}}{n^2} \left(n - \frac{2}{\pi} \operatorname{arccctg} \left(\sqrt{\frac{m_c}{m_{cb}}} \sqrt{\frac{U_0}{E_{cn}} - 1} \right) \right)^2, \quad (10.7)$$

где E_{cn}^{∞} (E_{vin}^{∞}) – собственное значение энергии n -го состояния электрона (дырки) для квантовой ямы с бесконечно большими потенциальными барьерами ($U_0 = \infty$). Значения уровней подзон E_{cn} (E_{vin}) и энергий начальных переходов между подзонами $h\nu_{ni} = E_g + E_{cn} + E_{vin}$ рассчитывались с использованием типичных значений параметров для системы GaAs–Al_{0.3}Ga_{0.7}As [75, 79]: высота потенциального барьера в зоне проводимости $\Delta E_c = 254.4$ мэВ, высота потенциального барьера в валентной зоне $\Delta E_v = 119.7$ мэВ, эффективная масса электронов в квантовой яме $m_c = 0.067 m_e$, эффективная масса электронов в барьере $m_{cb} = 0.092 m_e$, продольная составляющая эффективной массы тяжелых дырок в квантовой яме $m_{vhl} = 0.34 m_e$, эффективная масса тяжелых дырок в барьере $m_{vhb} = 0.47 m_e$, продольная составляющая эффективной массы легких дырок в квантовой яме $m_{vll} = 0.094 m_e$, эффективная масса легких дырок в барьере $m_{vlb} = 0.107 m_e$. Например, в квантовой яме шириной 10 нм реализуется до трех подзон электронов, четырех подзон тяжелых дырок и двух подзон легких дырок. При интегрировании (10.6) значения подынтегральной функции вычисляются в точках на расстоянии по энергии от особой точки с шагом ± 0.001 эВ вплоть до высоты потенциальных барьеров и затем проводится их суммирование. Уменьшение шага до 0.0005 и увеличение значения верхнего предела интегрирования в два раза практически не влияют на результаты расчетов.

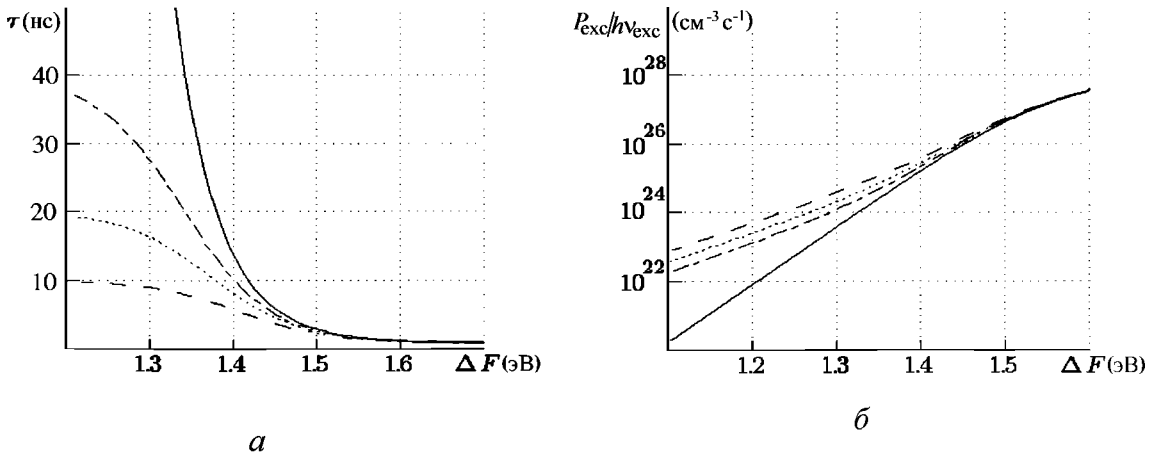


Рис. 10.1. Зависимость эффективного времени жизни носителей тока τ (а) и мощности возбуждения гетероструктуры $P_{\text{exc}}/h\nu_{\text{exc}}$ (б) от разности квазиуровней Ферми ΔF при разных значениях постоянной времени безызлучательной рекомбинации τ_{nr} . $d = 5$ нм, $\Gamma_{cv} = 10$ мэВ (лоренцев контур), $h\nu_{\text{exc}} = 1.79$ эВ, $\tau_{nr} = 10$ (штриховая кривая), 20 (точки), 40 нс (штрих-пунктирная кривая), сплошная кривая соответствует $\tau_{nr} = \infty$

Как видно из (10.1), мощность оптического возбуждения $P_{\text{exc}} = vkU$ прямо связана со скоростью рекомбинации R_{sp} и разностью квазиуровней Ферми ΔF . Поэтому заданные значения ΔF определяют однозначно изменения коэффициента поглощения Δk и показателя преломления Δn . Если ввести эффективное время жизни неравновесных носителей тока τ , то имеем $P_{\text{exc}}/h\nu_{\text{exc}} = n/\tau d$, где n – двумерная концентрация электронов в квантовой яме. Постоянная эффективного времени жизни τ зависит от параметров квантовой ямы, легирования активной области и уровня возбуждения [91], а также силы возможных каналов безызлучательной рекомбинации (рис. 10.1). С ростом возбуждения гетероструктуры значение τ приближается к времени жизни, определяемому спонтанной излучательной рекомбинацией, и становится близким по величине к $\tau_0 = 1/A_{cv}$, что для GaAs составляет порядка 0.7 нс [75].

Численные расчеты показывают, что спектральное уширение приводит к существенному сглаживанию резонансных пиков нелинейной рефракции в области начальных переходов между подзонами (рис. 10.2). При этом с увеличением параметра уширения ($\Gamma_{cv} = \sigma_{cv}$) максимальные значения $-\Delta n$ уменьшаются.

Нелинейные дисперсионные свойства квантовых ям для ТЕ- и ТМ-мод отличаются. Для ТЕ-поляризации изменение показателя преломления при возбуждении гетероструктуры более заметно на переходах с участием состояний тяжелых дырок, а для ТМ-моды – наиболее выражено на переходах с участием легких дырок. При одном и том же возбуждении для ТМ-моды и переходов с участием легких дырок изменение показателя преломления будет больше по сравнению с ТЕ-модой и переходами с участием тяжелых дырок, так как скорость переходов определяет

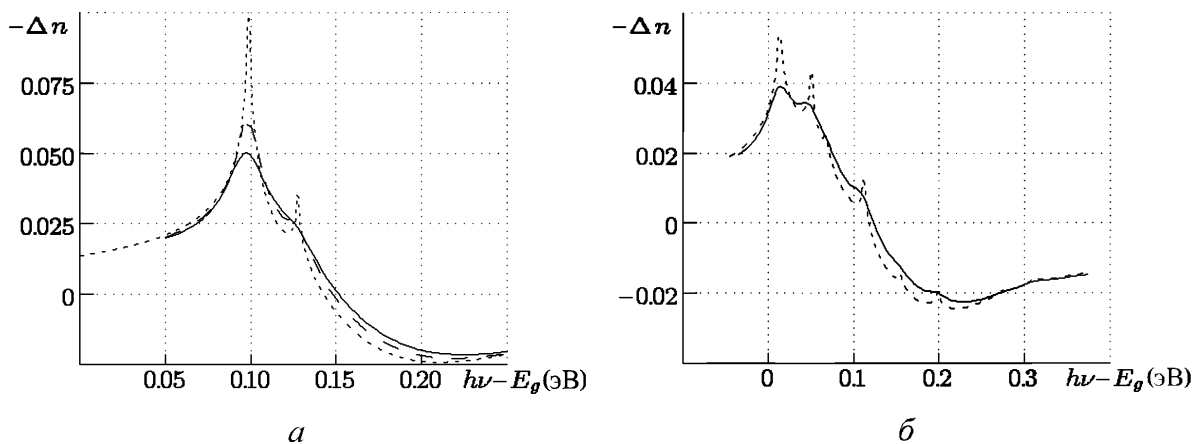


Рис. 10.2. Влияние спектрального уширения на изменение показателя преломления Δn для ТЕ-моды при уровне возбуждения $\Delta F = 1.55$ эВ. Точки – без уширения, штриховая кривая – $\Gamma_{cv} = 5$ мэВ, сплошные кривые – $\Gamma_{cv} = 10$ мэВ. $d = 5$ (а) и 20 нм (б), $T = 300$ К, $E_g = 1.424$ эВ

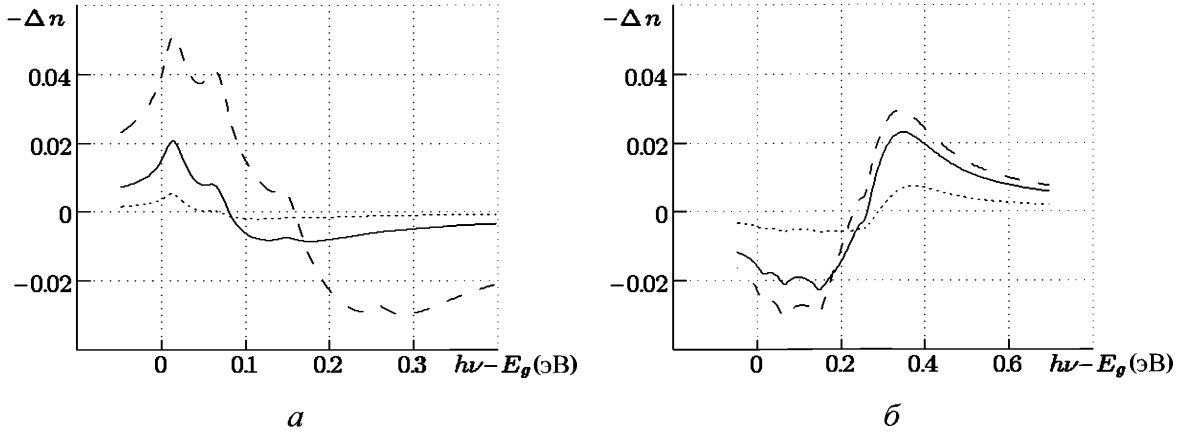


Рис. 10.3. Спектры $\Delta n(\nu)$ для ТМ-моды при насыщении поглощения ($\nu U = 0.7$ (точки), 15 (сплошная кривая) и $3.1 \cdot 10^2$ кВт/см² (штриховая кривая), $h\nu_{\text{exc}} = 1.68$ эВ) (а) и насыщении усиления ($\nu U = 1.6 \cdot 10^2$ (точки), $9.1 \cdot 10^2$ (сплошная кривая) и $5.1 \cdot 10^3$ кВт/см² (штриховая кривая), $h\nu_{\text{exc}} = 1.524$ эВ, $\Delta F_0 = 1.67$ эВ) (б). $d = 20$ нм, $\Gamma_{\text{cv}} = 10$ мэВ.

ся поперечной составляющей эффективной массы дырок, которая больше для легких дырок, чем тяжелых. С увеличением толщины квантоворазмерного слоя максимум $-\Delta n(\nu)$ сдвигается в сторону меньших энергий оптических переходов. Это связано с тем, что при увеличении d собственные значения уровней энергии подзон уменьшаются.

Изменение показателя преломления Δn с увеличением плотности радиации U в активной области квантоворазмерной гетероструктуры при насыщении поглощения ($j = 0$) следует практически степенной функции с показателем степени $1/2$ [92]. Эта закономерность отличается от условий в объемных полупроводниках, где Δn прямопропорционально $U^{1/3}$. В отличие от эффекта насыщения поглощения при отсутствии легирования квантовой ямы (рис. 10.3 а), для условий насыщения усиления характерна линейная зависимость $\Delta n(U)$ (рис. 10.3 б).

Согласно найденному соотношению между Δn и U , коэффициент нелинейной рефракции n_2 при насыщении поглощения уменьшается (в абсолютных единицах) с увеличением плотности радиации в активной области квантоворазмерной гетероструктуры (рис. 10.4 а) [93]. При $\nu U \approx 1$ кВт/см² величина $-n_2/\nu$ падает до 10^{-6} см²/Вт, т. е. изменение показателя преломления достигает лишь 10^{-3} в условиях нерезонансного возбуждения. При более высоких уровнях оптического возбуждения уменьшение показателя преломления достигает значений порядка 5×10^{-2} в области дефокусировки ($n_2 < 0$), а увеличение показателя преломления – порядка 3×10^{-2} в области фокусировки ($n_2 > 0$) [87]. Полученные данные качественно согласуются с экспериментальными результатами [86].

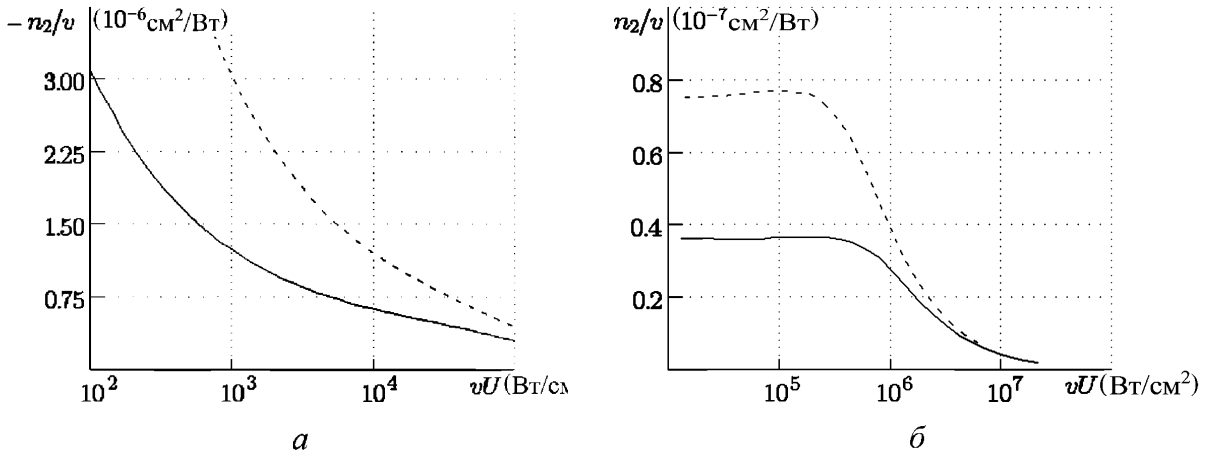


Рис. 10.4. Зависимости коэффициента нелинейной рефракции n_2 от плотности излучения U в отсутствие спектрального уширения (штриховые кривые) и при наличии уширения с параметром $\Gamma_{cv} = 10$ мэВ (сплошные кривые) при насыщении поглощения, $h\nu_{exc} = 1.68$ эВ (а) и насыщении усиления, $h\nu_{exc} = 1.524$ эВ (б). $d = 5$ нм, ТЕ-мода, $h\nu = 1.55$ эВ.

При насыщении усиления значение коэффициента нелинейной рефракции остается практически постоянным вплоть до уровней возбуждения порядка 200 кВт/см^2 (рис. 10.4 б). В этих условиях максимальное изменение показателя преломления не превышает 10^{-2} . С ростом плотности светового потока νU выше 200 кВт/см^2 коэффициент нелинейной рефракции уменьшается, как и модуль $|n_2|$ при насыщении поглощения. Однако, изменение показателя преломления достигает величин порядка $5 \cdot 10^{-2}$ для значений U на порядок более высоких.

В зависимости от частоты света ν изменение $\Delta n(U)$ может иметь как монотонный, так и немонотонный характер. При этом может изменяться не только величина, но и знак Δn . В условиях насыщения усиления, когда $h\nu_{exc} < \Delta F_0$, значение ν может оказаться в области поглощения с ростом U при $\Delta F < h\nu$ (рис. 10.5). Частота инверсии, когда изменяется знак Δn , зависит от формы контура уширения, что может быть использовано при установлении на опыте характера уширения спектральных линий. Как видно из рис. 10.3, с ростом U частота инверсии сдвигается (относительно E_g) при насыщении поглощения в коротковолновую область, а при насыщении усиления – в длинноволновую область.

Легирование квантовой ямы также влияет на нелинейную рефракцию: $\Delta n(U)$ следует степенной функции, показатель которой может изменяться от $1/2$ до 1 (рис. 10.6). В условиях насыщения усиления изменение $\Delta n(U)$ следует почти линейной функции и практически не зависит от уровня легирования вплоть до концентрации примесей $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 10.6 а). Как видно из рис. 6 б, легирование с меньшей концентрацией примесей

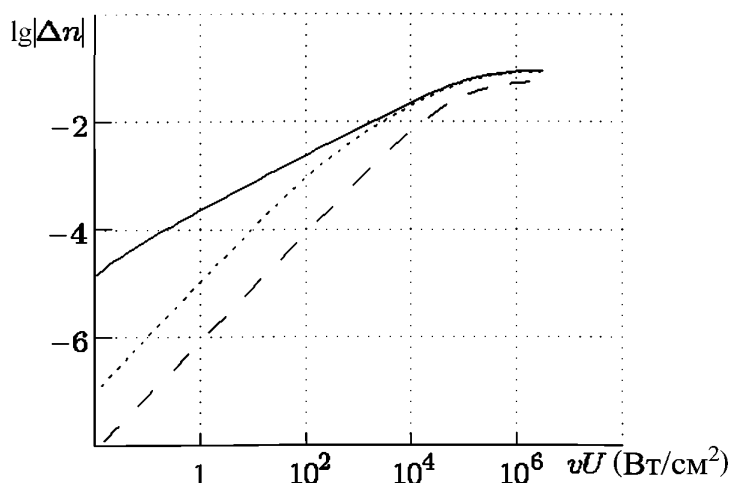


Рис. 10.5. Зависимость изменения показателя преломления Δn от плотности радиации U для различных энергий фотонов. $h\nu = 1.464$ эВ (нижняя сплошная кривая), $h\nu = 1.544$ эВ (верхняя сплошная кривая), $h\nu = 1.664$ эВ (штриховая кривая), $h\nu = 1.704$ эВ (точки), $h\nu = 1.744$ эВ (штрих-пунктирная кривая), $d = 5$ нм, ТЕ-мода, $\Gamma_{cv} = \sigma_{cv} = 10$ мЭВ, $h\nu_{exc} = 1.524$ эВ

$2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ более существенно влияет на характер нелинейной рефракции при насыщении поглощения. Когда концентрация неравновесных носителей тока становится сравнимой с равновесной концентрацией, обусловленной ионизованными примесями, зависимость $\Delta n(U)$ стремится к степенной функции с показателем $1/2$, что характерно для бимолекулярной рекомбинации.

Введение примесей отражается на нелинейной дисперсии $\Delta n(\nu)$. Модуль $|\Delta n|$ уменьшается, причем легирование квантовой ямы донорными примесями изменяет $\Delta n(\nu)$ более заметно, чем легирование акцепторами. Неодинаковое влияние легирования структуры акцепторами и донорами на спектр $\Delta n(\nu)$ можно объяснить различием эффективной плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне.

Численные оценки дают, что резонансное возрастание показателя преломления на частотах в полосе усиления ($\nu \approx \nu_{exc}$) определяется практически величиной $\Delta n = n_2 U$, где n_2/ν составляет порядка $4 \cdot 10^{-5}$ см 2 /кВт (рис. 10.4 б) [94]. Тогда действительная часть восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ активной среды находится, как

$$\chi^{(3)} = \frac{cn_0^2}{2\pi} \cdot \frac{n_2}{\nu}. \quad (10.8)$$

Используя $n_0 \approx 3.5$, получаем $\chi^{(3)} \approx 3 \cdot 10^{-9}$ см 2 /В 2 , что по величине в несколько раз меньше, чем в случае поглощающей квантовой ямы [87]. Ко-

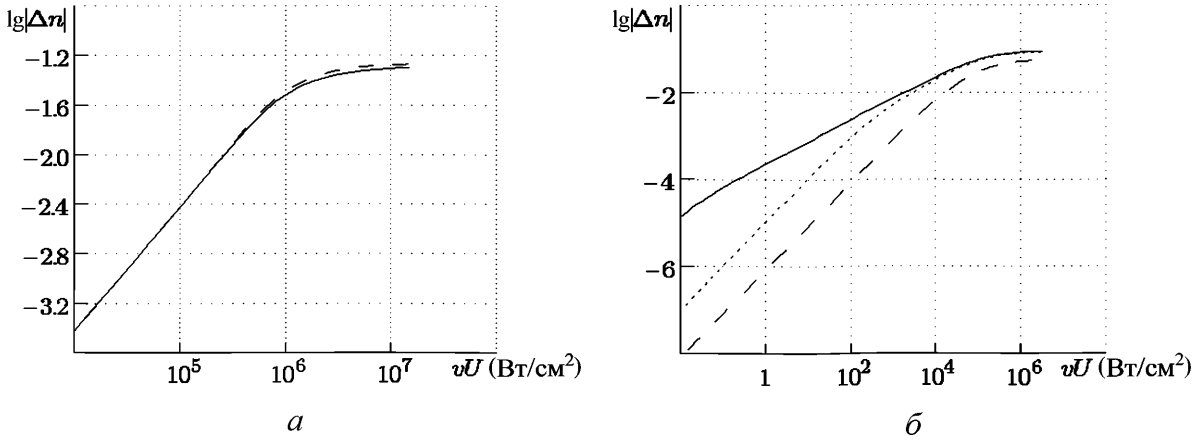


Рис. 10.6. Зависимость изменения показателя преломления от плотности радиации при насыщении усиления ($h\nu_{\text{exc}} = 1.524$ эВ) (а) и насыщении поглощения ($h\nu_{\text{exc}} = 1.678$ эВ) (б) для нелегированной (сплошная кривая) и легированной активной области с концентрацией доноров $N_d = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (точки), $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (штриховая кривая). $d = 5$ нм, $h\nu = h\nu_{1h} = 1.521$ эВ, $\Gamma_{cv} = \sigma_{cv} = 10$ мэВ, ТЕ-мода

эффицент нелинейной рефракции n_2 остается практически постоянным вплоть до уровней плотности радиации в активной области квантоворазмерного лазера порядка 200 кВт/см^2 и возрастание показателя преломления в этих условиях не превышает 10^{-2} .

Двухзонная модель. Для того чтобы найти аналитическую зависимость изменения показателя преломления от плотности излучения в квантовой яме, можно использовать двухзонную модель оптических переходов [87]. Эта модель применима для соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, для которых эффективные массы электронов и легких дырок близки по величине, что существенно упрощает теоретический анализ нелинейных оптических эффектов. В случае одинаковых или достаточно больших потенциальных барьеров в зоне проводимости и валентной зоне и в предположении, что $m_c = m_v$ и $\Gamma_{cv} = 0$, имеем

$$\Delta k(\nu) = -2k_0(\nu) \frac{1 - \exp(-\Delta F / 2kT)}{1 + \exp[(h\nu - \Delta F) / 2kT]}, \quad (10.9)$$

где k_0 – начальный коэффициент поглощения при $\Delta F = 0$ и, как обычно, $h\nu \gg kT$. Из (10.9) видно, что значение $\Delta k(\nu_{\text{exc}})$ достигает $-k_0(\nu_{\text{exc}})$, когда ΔF приближается к $h\nu_{\text{exc}}$. Наибольшее изменение $\Delta k(\nu)$ равно $-2k_0(\nu)$.

На начальной стадии оптического возбуждения ($0 \leq \Delta F < kT$) изменение $\Delta k(\nu)$ описывается соотношением

$$\Delta k(\nu) = -\alpha_0(\nu_{\text{exc}}) U \exp\left(\frac{h\nu_{\text{exc}} - h\nu}{2kT}\right) k_0(\nu). \quad (10.10)$$

Здесь $\alpha_0(v_{\text{exc}})$ – параметр нелинейности, описывающий насыщение поглощения на частоте возбуждения v_{exc} при малых плотностях излучения в квантовой яме [85]. Подставляя (10.10) в (10.7), находим

$$\Delta n(v_0) = -\frac{ch}{2\pi^2 kT} \alpha_0(v_{\text{exc}}) U \kappa_{01} \sum_n I_{1n} \exp \frac{h\nu_{\text{exc}}}{2kT}, \quad (10.11)$$

где κ_{01} – максимальный коэффициент поглощения в случае прямых переходов с участием состояний 1-й подзоны тяжелых дырок. Нормировочный интеграл I_{1n} имеет вид [87]

$$I_{1n} = \int_{x_n}^{\infty} \frac{\exp(-x/2)}{x^2 - x_0^2} dx, \quad (10.12)$$

где $x_0 = h\nu_0/kT$, $x_n = h\nu_n/kT$, $h\nu_n = E_g + E_{cn} + E_{vn}$, $E_{cn} = E_{vn}$ – основное состояние подзоны с квантовым числом n . Таким образом, так как Δn прямо пропорционально U , то коэффициент нелинейной рефракции n_2 постоянен при малых плотностях излучения в квантовой яме.

На стадии, когда $\Delta F > kT$ и распределение неравновесных носителей тока подчиняется распределению Больцмана, изменение Δk определяется, как

$$\begin{aligned} \Delta k(v) = & -2k_0(v) \left(\frac{\alpha U}{2} + \sqrt{\left(\frac{\alpha U}{2} \right)^2 + \alpha U} \right) \left\{ \frac{\alpha U}{2} + \sqrt{\left(\frac{\alpha U}{2} \right)^2 + \alpha U} + \right. \\ & \left. + \exp \left[\frac{h\nu - h\nu_{\text{exc}}}{2kT} \right] \left(2 + \frac{\alpha U}{2} + \sqrt{\left(\frac{\alpha U}{2} \right)^2 + \alpha U} \right) \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (10.13)$$

где параметр нелинейности α описывает насыщение поглощения на частоте возбуждения v_{exc} [90]. При достаточно малых U выполняется

$$\Delta k(v) = -\sqrt{\alpha(v_{\text{exc}})U} \exp \left(\frac{h\nu_{\text{exc}} - h\nu}{2kT} \right) k_0(h\nu) \quad (10.14)$$

и поэтому изменение показателя преломления описывается формулой

$$\Delta n(v_0) = -\frac{ch}{2\pi^2 kT} \sqrt{\alpha(v_{\text{exc}})U} \kappa_{01} \sum_n I_{1n} \exp \frac{h\nu_{\text{exc}}}{2kT}. \quad (10.15)$$

Как видно, коэффициент нелинейной рефракции n_2 оказывается обратно пропорциональным $U^{1/2}$.

В пределе высоких уровней оптического возбуждения значение $k(v_{\text{exc}})$ падает, как $1/\alpha_{\infty}(v_{\text{exc}})U$. Очевидно, это приводит к тому, что изменения

показателя преломления на различных частотах приближаются к определенным предельным значениям [87], которые равны

$$\Delta n(v_0) = -\frac{ch}{\pi^2 kT} \kappa_{01} \sum_n I_{2n}. \quad (10.16)$$

Нормировочный интеграл I_{2n} имеет вид [87]

$$I_{2n} = \int_{x_n}^{\infty} \frac{dx}{(x^2 - x_0^2)[1 + \exp[(x - x_{\text{exc}})/2]]}, \quad (10.17)$$

где $x_{\text{exc}} = hv_{\text{exc}}/kT$.

Отметим, что значения параметра нелинейности при поглощении α_0 , α и α_{∞} находятся в соотношении $\alpha_0 > \alpha > \alpha_{\infty}$ [85, 88]. В двухзонной модели параметр α равен [88]

$$\alpha(v_{\text{exc}}) = \frac{4\eta_{sp}}{hv_{\text{exc}} \rho kT} \frac{\sum_n H_n(hv_{\text{exc}})}{\sum_n \exp[(hv_{\text{exc}} - hv_n)/kT]}, \quad (10.18)$$

где $H_n(hv_{\text{exc}})$ – функция Хевисайда, т. е. $H_n(hv_{\text{exc}}) = 1$ при $hv_{\text{exc}} \geq hv_n$ и $H_n(hv_{\text{exc}}) = 0$ при $hv_{\text{exc}} < hv_n$. Оценки для квантовых ям на GaAs с шириной 20 нм дают значение $\alpha/v \approx 3.8 \times 10^{-2}$ см²/кВт при $hv_{\text{exc}} \approx 1.46$ эВ и, соответственно, $-n_2/v \approx 2.8 \times 10^{-5}$ см²/кВт, т. е. резонансное уменьшение показателя преломления ($v_0 = v_{\text{exc}}$) при плотности потока изотропного излучения $vU \approx 100$ кВт/см² достигает величин порядка 3×10^{-3} , что достаточно хорошо согласуется с точными расчетами.

Проведенные расчеты и анализ показывают, что изменение показателя преломления Δn с увеличением плотности радиации U в нелегированной активной области квантоворазмерных гетероструктур при насыщении поглощения следует практически степенной функции с показателем 1/2. Введение примесей уменьшает модуль $|\Delta n|$, однако эффект нелинейной рефракции усиливается, так как зависимость $\Delta n(U)$ приближается к линейной при увеличении легирования. Поэтому для описания нелинейной рефракции в сильнолегированных квантовых ямах можно использовать линейное соотношение $\Delta n = n_2 U$. Последнее соотношение справедливо также и для описания нелинейной рефракции в условиях насыщения усиления радиации [94]. Предложенная двухзонная модель качественно согласуется с численными расчетами и дает аналитически зависимость между коэффициентом нелинейной рефракции n_2 и параметром нелинейности α .

Работа частично поддержана БРФФИ (проекты Ф99–220, Ф01–211).

Литература

1. *Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А.* О работе фотоэлектронных умножителей с модуляцией фототока в прикатодной области // ЖПС. 1969. Т.11, вып. 2. С. 237–341.
2. Исследование временных характеристик полупроводниковых источников рекомбинационного излучения с помощью обычных ФЭУ / Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов, И. С. Манак, И. А. Кобак // Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. 1969. № 3. С. 67–71.
3. *Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А.* О выборе внешних модулирующих устройств к ФЭУ // Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. 1969. № 1. С. 86–88.
4. *Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А.* Установка для измерения глубины модуляции излучения в полосе до 2 ГГц // ЖПС. 1967. Т.6, вып. 5. С. 674–675.
5. О распределении фазы модулирующего напряжения по фотокатоду ФЭУ, работающему в режиме гетеродинамирования / Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов, И. С. Манак, И. А. Кобак // Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. 1970. № 1. С. 93–94.
6. *Манак И. С., Шилов А. Ф.* О методике определения излучательного времени жизни в GaAs – источниках излучения // Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. 1973. № 3. С. 83–84.
7. *Попов Ю. В., Кобак И. А., Шилов А. Ф.* Точные фазовые измерения светолокационным способом с помощью спаренного полупроводникового источника излучения при модуляции в диапазоне СВЧ // Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. № 2. 1969. № 3. С. 71–74.
8. Измерение расстояний методом светолокации с полупроводниковым светодиодом / И. А. Кобак, И. С. Манак, Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов // Изв. ВУЗов. Геодезия и аэрофотосъемка, 1974. № 2. С. 23–28.
9. Авторское свидетельство № 290398. Способ фазового детектирования / Ю. В. Попов, И. А. Кобак, А. Ф. Шилов, В. Б. Волконский // Бюлл. изобр. 1971. № 2.
10. *Манак И. С.* Исследование пространственно-временной структуры излучения спонтанных источников из арсенида галлия. Деп. ВИНТИ ред. журн. «Изв. вузов. Физика» 11.06.85. № 4067-85 деп. 14 с.
11. *Баркова А. В., Манак И. С., Ушакова Н. А.* Временные параметры полупроводниковых источников излучения, методы и аппаратура для их исследования (обзор) // Полупроводниковые лазеры. Сб. научн. статей. Вып. 1. Мн.: БГУ, 1997. С. 3–49.
12. *Афоненко А. А., Манак И. С., Шевцов В. А.* Определение параметров инжекционных лазеров по характеристикам переходного процесса // Полупроводниковые лазеры. Сб. научн. статей. Вып. 1. Мн.: БГУ, 1997. С. 93–97.
13. Временные характеристики полупроводниковых лазеров из GaAs при токах, близких к пороговым / И. А. Кобак, И. С. Манак, Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов // ФТП. 1973. Т. 7, вып. 11. С. 2070–2073.
14. Токовая зависимость излучательного времени жизни в гомо- и гетеросветодиодах на основе арсенида галлия // И. С. Манак, Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов, Т. С. Ефременко // Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. 1975. № 2. С. 36–37.
15. Неоднородность свечения и глубины модуляции вдоль р-п перехода в GaAs – диодах // Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов, И. С. Манак. Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. 1970. № 3. С. 63–64.
16. *Манак И. С., Фигурин В. А.* Временные характеристики полупроводниковых источников излучения на основе GaAs // ЖПС. 1971. Т. 15, вып. 5. С. 949–959.

17. Определение внутренних параметров GaAs источников некогерентного излучения / Е. Д. Карих, И. С. Манак, Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов // Физика. Изв. высш. учеб. зав. 1976. № 1. С. 32–36.
18. Спектральные и временные характеристик ДГС лазеров на основе GaAlAs / Е. Д. Карих, В. Д. Курносков, И. С. Манак и др. // Физика. Изв. высш. учеб. зав. 1980. № 11. С. 26–29.
19. Баркова А. В, Манак И. С., Шилов А. Ф. Влияние электронного облучения на характеристики GaAs-излучающих диодов // Физика. Изв. высш. учеб. зав. 1979. № 3. С. 100–101.
20. Исследование характеристик излучающих диодов на основе арсенида галлия / А. В. Баркова, И. С. Манак, Ю. В. Попов и др. // ОМП. 1979. № 11. С. 3–5.
21. Пространственно-временная неоднородность излучения в ближнем поле лазера на двухсторонней гетероструктуре / И. С. Манак, Ф. А. Ермалицкий, А. С. Прохоренко, В. А. Шевцов // Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 2. Мн.: Белгосуниверситет, 1992. С. 62–66.
22. Манак И. С., Пикулик В. Г. Пространственно-переходные характеристики инжекционных лазеров с односторонней гетероструктурой // Полупроводниковые лазеры. Сб. научн. статей. Вып. 1. Мн.: БГУ, 1997. С. 80–86.
23. Манак И. С., Михнюк С. Б. Теоретический анализ амплитудно-частотных характеристик полупроводниковых источников излучения // Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1. 1988. № 3. С. 13–16.
24. Манак И. С., Михнюк С. Б. Анализ кинетики электролюминесценции в полупроводниковых структурах с учетом схемы релаксации неравновесных носителей // Полупроводниковые лазеры. Сб. научн. статей. Мн.: Белгосуниверситет, 1997. С. 50–61.
25. Инерционные свойства GaP-светодиодов в отдельных спектральных полосах / И. С. Манак, А. М. Лисенкова, А. Н. Бондаренко, Н. В. Фалькова // Труды Таллинского политехнического института Радиотехника. Т. 15. Исследования по прикладной квантовой электронике. Таллин: ТПИ, 1987. С. 43–50.
26. Афоненко А. А., Манак И. С., Пикулик В. Г. Источники оптического излучения пикосекундного диапазона на инжекционных лазерах для светодальнометрии // Опт. журн. 1993. № 10. С. 66–71.
27. Афоненко А. А. Манак И. С. Теоретический анализ физических процессов в одномодовых инжекционных лазерах в режиме свободной генерации // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 2. Мн.: Белгосуниверситет, 1992. С. 12–27.
28. Афоненко А. А. Манак И. С. Анализ процессов в одномодовом лазере в режиме модуляции добротности резонатора // Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 2. Мн.: Белгосуниверситет, 1992. С. 28–33.
29. Манак И. С., Ювченко В. Н. Динамика излучения многомодовых инжекционных лазеров // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 3. Мн.: Белгосуниверситет, 1995. С. 3–33.
30. Дуль О. П. Манак И. С. Влияние эффектов нагрева на динамику многомодовой генерации в квантово-размерных лазерах с вертикальным резонатором // Радиофизика и электроника. Сб. научн. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 2000. С. 56–60.

31. *Троцкий И. Н., Кононенко В. К., Манак И. С.* Нестабильность излучения и хаос в полупроводниковых лазерах с внешним резонатором // *Весті Акадэміі навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук.* 1995. № 2. С. 68–71.
32. *Жарников С. Д., Малевич И. А., Манак И. С.* Спектральные характеристик инжекционных гетеролазеров при импульсной модуляции // *Вестн. Белор. ун-та. Сер. 1.* 1989. № 3. С. 69–71.
33. *Манак И. С., Чиж А. А.* Поляризация излучения инжекционных лазеров (обзор) // *Полупроводниковые лазеры. Сб. научн. статей. Вып. 1. Мн.: БГУ, 1997. С. 98–161.*
34. *Журавский Ю. А., Манак И. С.* Спектрально-поляризационные характеристик инжекционных лазеров на двухсторонней гетероструктуре // *Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 126–138.*
35. Polarization properties of light emission of AlGaAs double heterostructure injection lasers / I. S. Manak, Yu. L. Zhuravskii, M. E. Klokova, V. L. Kasyutich // *Proc. SPIE.* 1997. Vol. 3094. P. 18–24.
36. *Манак И. С., Клокова М. Е.* Поляризационные свойства излучения лазеров на двойной гетероструктуре // *Импульсная фотометрия. Вып. 9. Л-д: Машиностроение, 1986. С. 90–92.*
37. *Колесников В. М., Манак И. С., Буйкевич А. Г.* Методика исследования пространственных и поляризационных параметров излучения // *Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2001. С. 84–94.*
38. *Лисенкова А. М., Манак И. С.* Тепловой режим работы инжекционных лазеров. М.: ЦНИИ «Электроника», 1990. 80 с.
39. Влияние температура на угловое распределение излучения полупроводниковых гетеролазеров / С. Д. Жарников, И. С. Манак, Ю. В. Пучин, А. Ф. Шилов // *Импульсная фотометрия. Вып. 9. Л-д: Машиностроение, 1986. С. 92–95.*
40. *Жарников С. Д., Манак И. С., Шилов А. Ф.* Исследование распределения температуры по поверхности полупроводниковых источников ИК-излучения // *Физика. Изв. высш. учеб. зав. 1978. С. 134–138.*
41. Исследование теплового режима работы ДГС-излучателей спектральным методом / С. Д. Жарников, И. В. Лешкевич, И. С. Манак, А. Ф. Шилов // *ИФЖ.* 1954. Т. XLIV., № 6. С. 1025.
42. *Коростик К. Н., Манак И. С., Шевцов В. А.* Метод повышения термостабильности импульсного излучения инжекционных лазеров // *ИФЖ.* 1997. Т. 70, № 6. С. 1036.
43. *Дуль О. П., Манак И. С.* Тепловой режим работы квантоворазмерных инжекционных лазеров // *Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 3–33.*
44. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Токовая зависимость внутренних параметров GaAs инжекционных источников излучения // *Вопросы физики электролюминесценции. Днепропетровск: ДГУ, 1979. С. 230–233.*
45. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Инерционные свойства гетеролазеров на основе GaAlAs // *Науч. труды вузов Лит ССР. Радиоэлектроника.* 1981. Т. 17, вып. 3. С. 70–73.
46. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Влияние эффекта перепоглощения на параметры люминесценции полупроводников // *ЖПС.* 1978. Т. 28, вып. 5. С. 914–917.

47. *Карих Я. Д., Шылау А. Ф.* Прямые кинетические уравнения для описания эффекта перераспределения в полупроводниках // *Вестник АН БССР. Сер. физ.-мат. наук.* 1978. № 4. С. 97–103.
48. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Явление переизлучения в прямозонных полупроводниках (Обзор) // *ЖПС.* 1984. Т. 41, вып. 3. С. 357–373.
49. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Явление переизлучения в гетероструктурах с тонкой активной областью // *ЖПС.* 1982. Т. 36, вып. 4. С. 660–666.
50. *Карих Е. Д., Унгер Ю. Ч.* Поперечная диффузия неравновесных носителей заряда в гетеролазерах с полосковым контактом // *Вестник БГУ. Сер. 1.* 1984. № 1. С. 50–52.
51. *Карих Е. Д.* Влияние фотонного переноса на диффузионные процессы в полосковых гетеролазерах // *Физика. Изв. вузов.* 1984. № 6. С. 12–17.
52. *Карих Е. Д.* Сдвиг Гуса-Хэнхена в полупроводниковых структурах со слабым оптическим ограничением // *Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. трудов.* Вып. 2. Мн.: БГУ, 1992. С. 73–75.
53. *Карих Е. Д.* Нелинейные искажения при высокочастотной модуляции излучения гетеролазеров // *Вестник БГУ. Сер. 1.* 1989, № 3. С. 20–24.
54. *Карих Е. Д.* Расчет коэффициента частотно-зависимых гармоник в светодиодах для оптических систем передачи информации // *Приборостроение. Изв. вузов.* 1990. Т. 33, № 5. С. 52–56.
55. *Карих Е. Д.* Исследование полной проводимости гетеролазеров с полосковым контактом при обратном смещении // *Физика. Изв. вузов.* 1983. № 11. С. 52–56.
56. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Параметры эквивалентной схемы гетеролазеров при токах ниже порогового // *Радиофизика. Изв. вузов.* 1984. Т. 27. № 4. С. 441–449.
57. *Карих Е. Д., Поляков А. В., Станкевич К. Г.* Полупроводниковый лазер с управляемой линией усиления во внешнем дисперсионном резонаторе // *Радиофизика и электроника. Сб. науч. статей.* Вып. 1. Мн.: БГУ, 1993. С. 4–8.
58. *Карих Е. Д., Коростик К. Н.* Температурная зависимость импульсной мощности инжекционных лазеров в режиме стабилизированной задержки излучения // *Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. трудов.* Вып. 2. Мн.: БГУ, 1992. С. 76–80.
59. *Коростик К. Н., Карих Е. Д., Малевич И. А.* Многофункциональный модуль управления инжекционным лазером // *ПТЭ.* 1991. № 5. С. 209.
60. А. с. СССР № 1628116. Устройство для стабилизации параметров импульсов излучения полупроводникового лазера. К. Н. Коростик, Е. Д. Карих. 1990.
61. А. с. СССР № 1618241. Устройство для стабилизации частоты полупроводникового лазера. Е. Д. Карих, К. Н. Коростик, И. А. Малевич. 1990.
62. А. с. СССР, № 1704207. Устройство стабилизации мощности полупроводникового лазера. К. Н. Коростик, Е. Д. Карих, И. А. Малевич. 1991.
63. *Карих Е. Д., Малевич И. А.* Эффективность гетеродинамирования излучения инжекционных лазеров в расходящихся пучках // *Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. трудов.* Мн.: Университетское, 1989. С. 116–120.
64. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры. Мн.: БГУ, 1999. 199 с.
65. *Карих Е. Д.* Оптоэлектроника. Мн.: БГУ, 2000. 263 с.
66. Исследования и разработка элементов и систем квантовой радиофизики и оптоэлектроники / М. М. Кугейко, А. А. Афоненко, Е. Д. Карих и др. // *Выбранные научные работы БДУ. Т. 4, Фізика.* Мн.: БДУ, 2001. С. 505–526.

67. *Карих Е. Д., Рудой А. Г.* Математические модели полупроводникового инжекционного лазера в режиме когерентной регистрации оптического эхо-сигнала (Обзор) // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. трудов. Вып. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 44–62.
68. *Карих Е. Д., Осадчий А. В.* Спектральный анализ самосмещения в полупроводниковом лазере // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 34–44.
69. *Карих Е. Д.* Обобщенная модель полупроводникового лазера с оптической обратной связью от рассеивающей среды // Вестник БГУ. Сер. 1. 2002. № 1. С. 20–26.
70. *Карих Е. Д.* Метод самосмещения в спектроскопии квазиупругорассеянного лазерного излучения // ЖПС. 2002. Т. 69, № 6. С. 762–767.
71. *Карих Е. Д.* Метод гетеродинамирования со сжатием импульсов в спектральном анализе лазерного излучения // ЖПС. 1994. Т. 60, № 1–2. С. 185–191.
72. *Афоненко А. А., Карих Е. Д., Манак И. С.* Характеристики квантоворазмерных лазерных структур в режиме оптоэлектронного преобразования // Радиофизика и электроника. Сб. науч. трудов. Вып. 5. Мн.: БГУ, 2001. С. 32–37.
73. Скорость излучательной рекомбинации в квантоворазмерных структурах в модели без правила отбора / А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак, В. А. Шевцов // ФТП. 1997. Т. 31, № 9. С. 1087–1091.
74. *Afonenko A. A., Manak I. S. and Shore K. A.* Effect of detuned DBR on modal gain in VCSELs // IEEE Proc. Optoelectronics. 2000. Vol. 147. P. 71–76.
75. *Кононенко В.К.* Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. Мн., 1987 (Препринт/ Ин-т физики АН БССР: 492). 52 с.
76. Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур / Д. В. Карасев, В. К. Кононенко, И. С. Манак, Д. Л. Харевич // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1992. № 3–4. С. 52–55.
77. *Виталисов А.А., Кононенко В.К.* Поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей типа квантовой проволоки // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. тр. Вып.3. Мн.: БГУ, 1995. С. 34–43.
78. *Kononenko V.K., Nalivko S.V.* Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760–767.
79. *Kononenko V.K., Zakharova I.S.* Laser Parameters of Quantum-Well Heterostructures. Preprint / ICTP: IC/91/63. Trieste, 1991. 12 p.
80. Степень поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров / А. Г. Буйкевич, В. К. Кононенко, К. В. Курносов, И. С. Манак // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. ст. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2001. С. 68–75.
81. *Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С.* Теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1995. 108 с.
82. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур / В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливко и др. // ЖПС. 1997. Т. 64, № 2. С. 221–227.
83. Peculiarities of spectral broadening in quantum-well systems / V. K. Kononenko, I. S. Manak, S. V. Nalivko, V. A. Shevtzov // Adv. Synergetics. 1997. Vol. 8. P. 352–360.
84. Method of measurement of the spatial and power and polarization parameters of the radiation of semiconductor lasers / I. S. Manak, V. M. Kolesnikov, V. K. Kononenko, A. G. Buikevich // Materialy Kongresu KKM 2001. Warszawa, 2001. T. III. P. 855–858.

85. Кононенко В. К., Грибковский В. П. Эффект насыщения в полупроводниковых усилителях света и фильтрах // Опт. и спектр. 1970. Т. 29, № 5. С. 975–984.
86. Comparison of the optical nonlinearities of bulk GaAs and GaAs/AlGaAs multiple quantum-wells / S. H. Park, N. Peyghambarian, J. F. Morhange et al. // Proc. SPIE. 1988. Vol. 881. P. 138–143.
87. Кононенко В. К. Спектр нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1993. № 3–4. С. 75–79.
88. Кононенко В. К. Nonlinear absorption in quantum-size heterostructures // Phys. stat. sol. (b). 1988. Vol. 150, No 2. P. 695–698.
89. Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С. Нелинейные оптические процессы в легированных полупроводниковых сверхрешетках// ЖПС. 2001. Т. 68, № 4. С. 501–505.
90. Кононенко В. К., Манак И. С., Фурунжиев Э. Р. Насыщение усиления в квантоворазмерных гетероструктурах // ЖПС. 1997. Т. 64, № 6. С. 797–800.
91. Кононенко В. К., Цвирко В. И. Время жизни носителей тока при спонтанной излучательной рекомбинации в квантовых ямах// Изв. РАН. Сер. физическая. 2003. Т. 67, № 2. С. 223–226.
92. Кононенко В. К., Tzvirko V. I. Nonlinear refraction in the GaAs quantum wells// Proc. SPIE. 2002. Vol. 4748. P. 438–442.
93. Цвирко В. И., Кононенко В. К. Нелинейная рефракция в квантоворазмерных гетероструктурах// Вестн. Белорус. ун-та. Сер. I. 2002. №1. С. 40–47.
94. Tzvirko V. I., Кононенко В. К. Nonlinear refraction at gain saturation in quantum wells // Lithuanian J. Phys. 2002. Vol. 42, No. 4. P. 275–279.

А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливко

ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Введение

Многочастотные квантоворазмерные инжекционные лазеры служат перспективными источниками излучения для создания интегрально-оптических логических элементов устройств оптической записи и считывания данных, других оптических информационных систем. Положение уровней подзон и, соответственно, соотношение частот оптических переходов в активных слоях лазерных гетероструктур регулируются как составом материала в квантовых ямах (КЯ) и эмиттерных барьерах, так и их шириной [1–3]. Дополнительные возможности управления свойствами и характеристиками лазерных элементов появляются в результате подбора профиля электростатического потенциала в барьерных областях, их легирования, взаимного расположения КЯ в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах [4].

Проведенное комплексное моделирование характеристик инжекционных лазеров включало анализ инжекционных, волноводных, спектральных и динамических свойств многослойных квантоворазмерных гетероструктур [5, 6]. Физическая модель для расчета инжекционной эффективности основана на уравнениях Пуассона и непрерывности для электронного и дырочного токов. Модовый состав излучения находился путем численного интегрирования уравнений Максвелла. Спектры усиления ТЕ- и ТМ-мод многослойных квантоворазмерных структур рассчитывались в модели параболических зон с учетом размерного квантования, дисперсии эффективных масс дырок и поляризационной зависимости матричных элементов межзонных излучательных переходов. Динамические режимы генерации исследовались на основе скоростных уравнений.

1. Переключение длины волны генерации

Предложенная в работе [1] структура содержала в активной области две КЯ 1 и 2 шириной 8 и 16 нм и составом GaAs и $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$. Барьерный слой между КЯ был более широким (15 нм), по сравнению с барьерными слоями в обычных структурах с многими КЯ (4 нм), и легирован акцепторами (10^{18} см^{-3}). Так как примыкающие к КЯ слои оптического ограничения на основе $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 10 нм, в том числе и со стороны эмиттера *n*-типа, легированы акцепторами до концентраций 10^{18} см^{-3} , то дырки легко попадают в КЯ 2, а вызванное легированием уменьшение электронной концентрации в области барьера

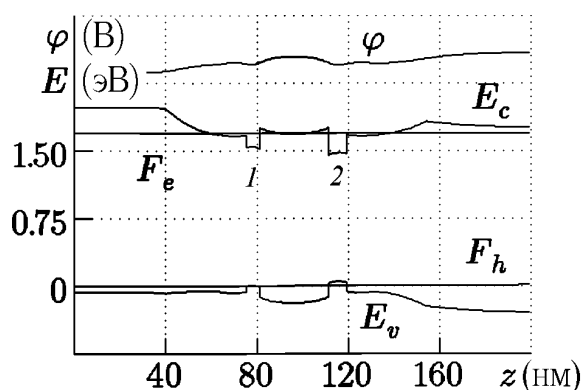


Рис. 1. Рассчитанная зонная диаграмма структуры, излучающей на двух длинах волн, при подаче прямого смещения. φ — электростатический потенциал, F_e и F_h — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, E_c и E_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны

сдерживает электронный перенос в КЯ 1 (рис. 1). Достигаемое таким образом неоднородное возбуждение КЯ создает условия, при которых возможна генерация на двух длинах волн.

Анализ особенностей статических и динамических характеристик асимметричных квантоворазмерных гетеролазеров с переключением длины волны генерации. проведен в работе [7]. Как видно на рис. 2, генерация при увеличении тока накачки начинается на большей длине волны λ_1 , и населенность в КЯ 1 практически

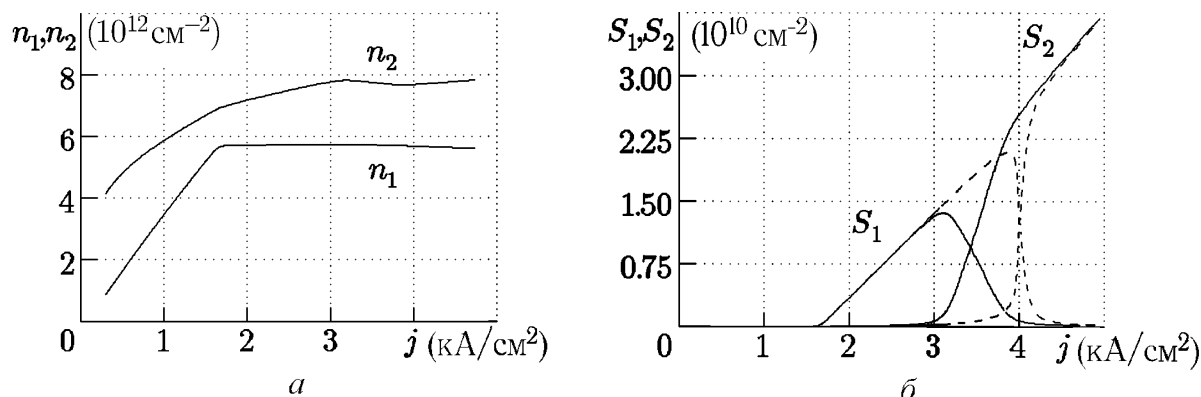


Рис. 2. Изменение с током концентраций электронов n_i в КЯ ($i=1,2$) (а) и плотностей фотонов S_1 и S_2 (б). Штриховые линии рассчитаны с учетом нелинейного взаимодействия мод

ки фиксируется на пороговом уровне n_{th1} , причем коэффициент усиления излучения на длине волны λ_2 в этой КЯ $G_1(\lambda_2)$ оказывается положительной величиной. Населенность в КЯ 2 продолжает расти до n_{th2} , после чего начинается генерация на меньшей длине волны λ_2 . Рост мощности моды λ_2 в результате инжекции в КЯ 2 ведет к увеличению скорости вынужденных переходов на этой λ в КЯ 1. Это в свою очередь вызывает уменьшение скорости вынужденной рекомбинации на λ_1 , так как инжекция в КЯ 1 не возрастает. Для сохранения усиления на λ_2 на пороговом уровне уменьшается концентрация носителей тока в КЯ 2 и, соответственно, снижается ток инжекции j_{21} в КЯ 1, что приводит к дальнейшему уменьшению мощности моды λ_1 и последующему срыву генерации на этой длине волны. Экспериментально наблюдаемое переключение длины волны генерации при изменении тока накачки всего на несколько процентов можно объяснить наличием нелинейного взаимодействия мод из-за динамического нагрева носителей.

2. Генерация самоподдерживающихся пульсаций

Схематичное распределение энергий дна зоны проводимости E_c и потолка валентной зоны E_v вдоль оси z перпендикулярно плоскости активных слоев асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя КЯ, излучающей периодически импульсы излучения на двух длинах волн, приведено на рис. 3. Здесь КЯ, находящаяся со стороны эмиттера p -типа и излучающая на длине волны λ_1 , обозначена 1, а КЯ, находящаяся со стороны эмиттера n -типа и излучающая на длине волны λ_2 , обозначена 2. Для того, чтобы иметь разные λ_1 и λ_2 , квантово-

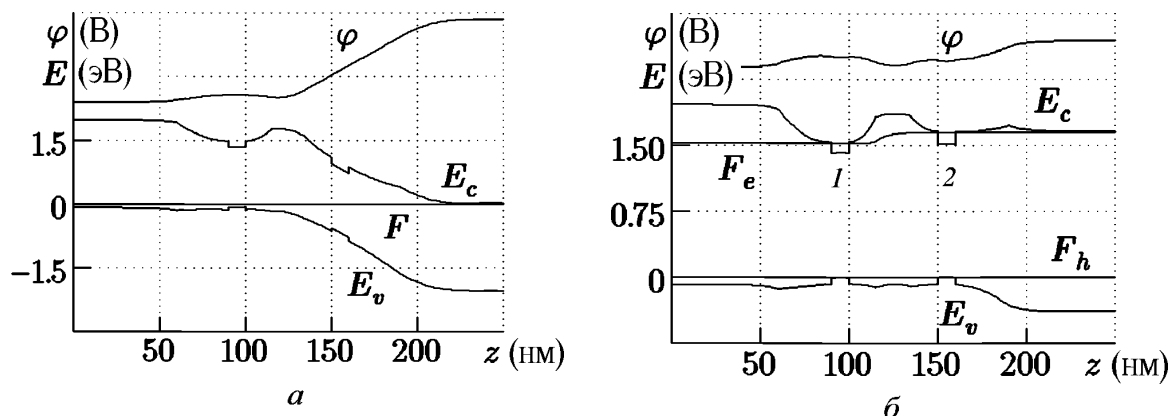


Рис. 3. Зонная диаграмма лазерной структуры в термодинамическом равновесии (а) и при прямом смещении 1.65 В в допороговом режиме (б)

размерные слои на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ имеют различную ширину запрещенной зоны. Форма и размеры барьерного слоя подобраны так, что электроны инжектируются главным образом в КЯ 2, а попадание их в КЯ 1 затруднено. Таким образом, в асимметричной лазерной структуре создается неоднородное возбуждение КЯ.

Анализ устойчивости системы скоростных уравнений, описывающих генерацию на двух длинах волн в структуре с двумя КЯ показывает, что при поглощении коротковолнового излучения в КЯ, генерирующей длинноволновое излучение возникают самоподдерживающиеся пульсации (рис. 4) [8, 9]. При одновременной генерации двух мод увеличение концентрации носителей тока в КЯ 1 при поглощении излучения более интенсивной моды λ_2 конкурирует с процессом сброса населенности в этой КЯ из-за генерации моды λ_1 . При этом после импульса излучения на короткой длине волны следует импульс длинноволнового излучения, сбрасывающий населенность в поглощающей КЯ до прежнего низкого

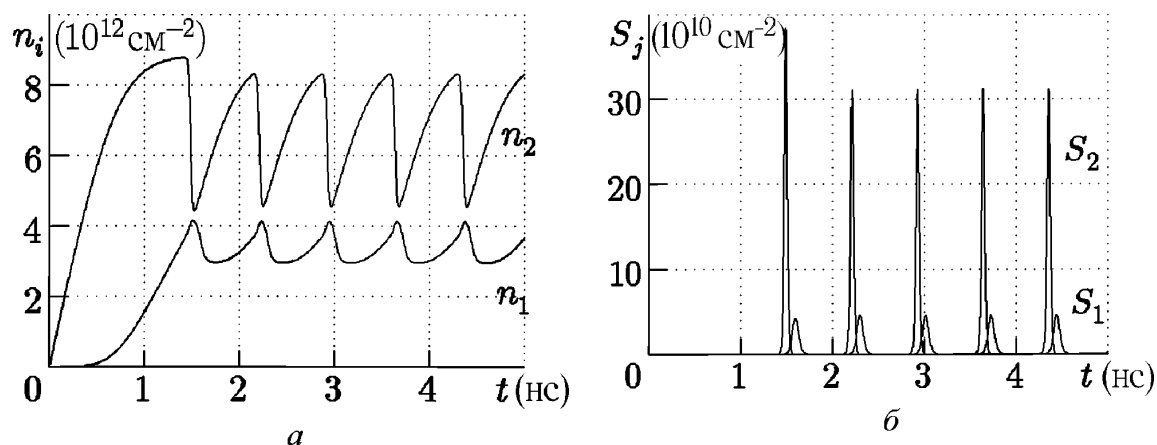


Рис. 4. Осцилляции концентраций электронов в разных КЯ ($i=1,2$) (а) и генерация излучения на двух разнесенных длинах волн ($j=1,2$) (б)

уровня, и тем самым восстанавливающий низкую добротность резонатора для коротковолнового излучения.

По существу, генерация длинноволнового излучения в поглощающей КЯ выполняет ту же роль, что и уменьшение времени жизни поглотителя в лазере с областью разупорядоченного полупроводника. Учет нелинейного усиления, как и при генерации в лазере с областью разупорядоченного полупроводника, приводит к уменьшению амплитуды и увеличению длительности импульсов излучения [10]. Использование квантово-размерных структур с тремя различными КЯ при соответствующем подборе параметров позволяет осуществить режим генерации регулярных пульсаций на трех длинах волн.

3. Бистабильный режим работы

Среди возможных решений кинетических уравнений, описывающих динамику генерации в асимметричной гетероструктуре с двумя КЯ, есть бистабильное решение [11–13]. Бистабильный режим генерации осуществляется в структуре, в которой одна КЯ служит насыщающимся поглотителем для излучения, генерируемого в соседней КЯ.

Явление жесткого включения генерации (рис. 5 б) сопровождается скачкообразным изменением населенностей уровней подзон в КЯ (рис. 5 а). Установившийся световой поток в объеме резонатора вызывает насыщение поглощения в КЯ 1 и рост концентрации электронов n_1 (кривая 1). При этом усиление в КЯ 2 тоже насыщается и концентрация n_2 падает (кривая 2). Срыв генерации с уменьшением тока накачки происходит при токе, меньшем, чем ток включения лазера, т.е. наблюдается гистерезис ватт-амперной характеристики.

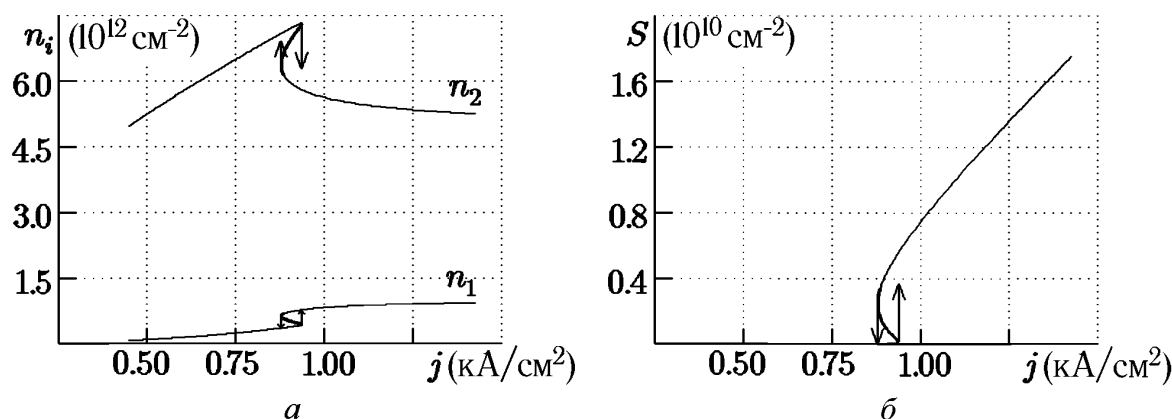


Рис. 5. Изменение с плотностью тока концентраций электронов n_i в разных КЯ ($i = 1, 2$) (а) и бистабильное переключение на одной генерирующей моде ($j = 2$) (б)

4. Ослабление температурной зависимости выходной мощности

Известно, что в инжекционных лазерах, работающих в режиме непрерывной генерации, наблюдается уменьшение выходной мощности излучения, обусловленное разогревом лазерного диода. Для температурной стабилизации лазерных диодов обычно используются элементы Пельтье. Зависимость выходной мощности излучения от температуры может быть уменьшена также путем модификации резонатора лазера. В асимметричных квантоворазмерных гетеролазерах возможен другой способ снижения зависимости выходной мощности излучения от температуры [14].

Особенность конфигурации гетероструктуры для температурной стабилизации выходной мощности состоит в том, что спектр энергетических уровней КЯ подобран таким образом, что излучение на генерируемой длине волны усиливается в одной КЯ и практически не взаимодействует с носителями тока в другой (рис. 6). КЯ гетероструктуры, взятой в качестве примера, разделены широкозонным барьерным слоем, легированным акцепторами. При приложении прямого смещения перенос дырок в КЯ 2 происходит беспрепятственно, но попадание электронов в КЯ 1 затруднено из-за потенциального барьера, возникающего в зоне проводимости, благодаря легированию барьерного слоя. В результате реализуется неоднородное возбуждение КЯ. С ростом температуры потенциальный барьер может преодолевать большее число электронов, что приводит к возрастанию коэффициента инжекции электронов в первую КЯ η_1 и соответственно падению коэффициента инжекции носителей тока во вторую КЯ η_2 . Таким образом, в такой гетероструктуре падение выходной мощности излучения, обусловленное ростом спонтанной рекомбинации в усиливающей КЯ при разогреве лазерного диода может быть компенсировано (даже при неизменном

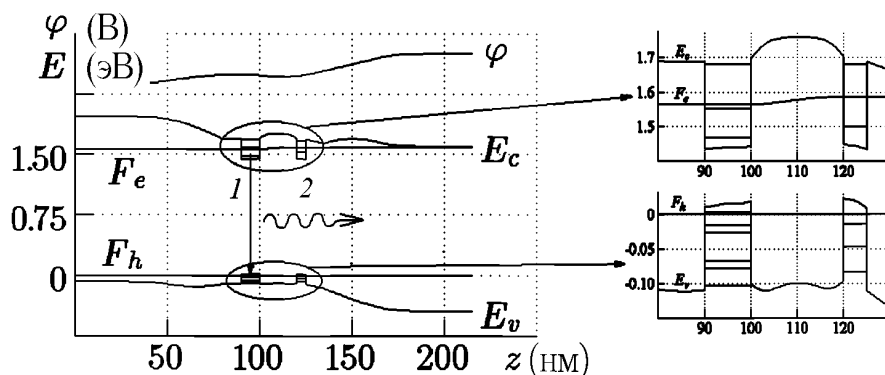


Рис. 6. Зонная диаграмма асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя КЯ в системе GaAs–Al_xGa_{1-x}As при прямом смещении. На вставке показаны уровни энергии в КЯ

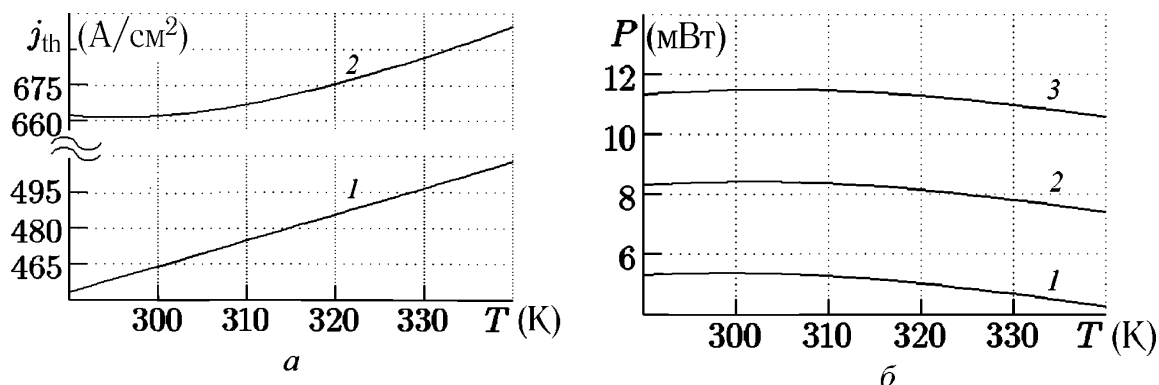


Рис. 7. Температурные зависимости плотности порогового тока j_{th} для квантоворазмерной гетероструктуры с одной (1) и двумя (2) КЯ (а) и выходной мощности излучения P лазера на основе асимметричной гетероструктуры с КЯ при разных плотностях тока накачки (б)

токе накачки) увеличением коэффициента инжекции носителей тока в эту КЯ.

Результаты численных расчетов приведены на рис. 7. Минимальное значение плотности порогового тока j_{th} достигается при некоторой температуре, задаваемой параметрами гетероструктуры. Это значение в ~ 1.5 раза выше, чем для одиночной КЯ, так как часть инжектированных носителей рекомбинирует в пассивной КЯ 2. С ростом T возбуждение КЯ приближается к однородному и зависимость j_{th} для многослойной гетероструктуры становится подобна, как и в случае одиночной КЯ. Оптимальная температура незначительно зависит от генерируемой мощности P , пропорциональной плотности фотонов S . Значение P вблизи оптимума изменяется примерно на 0.5 % от номинального значения в диапазоне температур от 294 до 304 К и на 5 % в диапазоне от 290 до 340 К. Для лазера с одной КЯ изменение P в этих диапазонах составляет 4 и 20 %.

5. Генерация разностной моды

Электрическое поле световой волны в полупроводниковом лазере может достигать больших величин порядка $10^4 - 10^5$ В/см. Величина решеточной нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка в GaAs также сравнительно велика (1.7×10^{-8} см/В). Поэтому очевидна возможность генерации в лазерах на основе GaAs дополнительных мод из-за нелинейных эффектов. Рассмотрим генерацию разностной моды в полупроводниковом лазере на примере лазера на основе гетероструктуры GaInAs–GaAs–GaInP.

Для того, чтобы выполнить условие фазового синхронизма при нали-

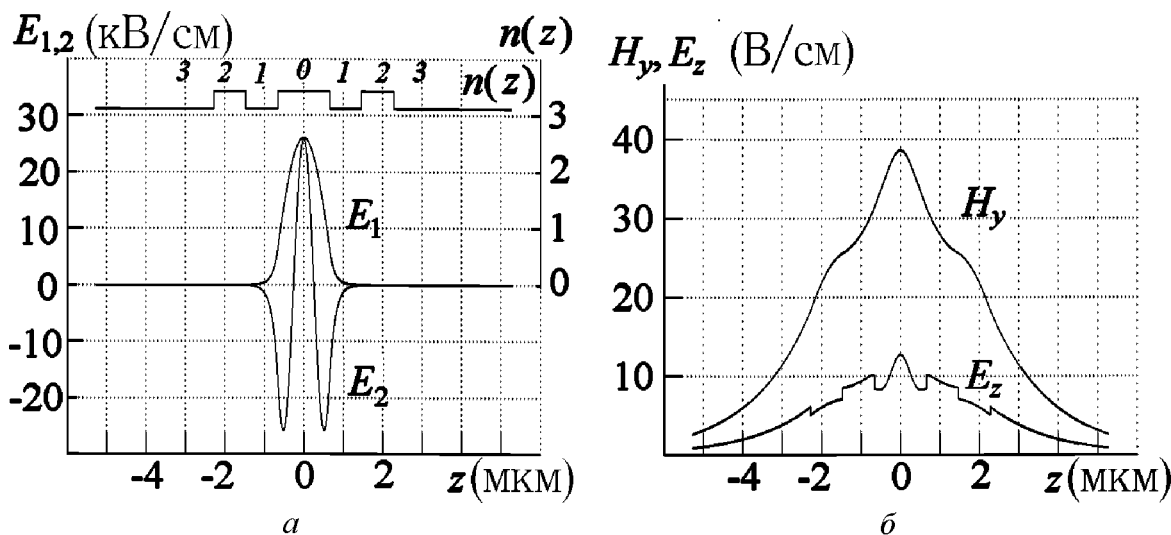


Рис. 8. Распределение электромагнитного поля высокочастотных мод (а) и разностной моды (б). Цифрами 0 и 2 обозначены слои GaAs, цифрами 1 и 3 – GaInP, КЯ GaInAs не показаны

чий дисперсии показателя преломления волновода, в работе [15] предложено использовать для частоты ω_1 основную моду диэлектрического волновода, а для частоты ω_2 – высшую, например, моду второго порядка (рис. 8). Фазовая скорость высшей моды всегда больше фазовой скорости основной моды при условии равенства частот этих мод. Соответственно, эффективный показатель преломления для высшей моды меньше, чем для основной моды. Таким образом, используя высшую моду волновода для частоты ω_2 , можно компенсировать дисперсию показателя преломления GaAs. Кроме того, в этом случае можно избежать значительного поглощения этой моды в КЯ, генерирующих свет с частотой ω_1 , если последние расположить в узлах высшей моды. Проведенные оценки показали, что в лазере с шириной волновода 100 мкм при мощностях коротковолновых мод 10 Вт мощность разностной моды может порядка десяти милливольт.

6. Формирование плоского спектра усиления

Длина волны излучения квантоворазмерных лазеров при межзонных переходах зависит от толщины и состава активных слоев. В асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах КЯ различной ширины усиливают излучение в разных диапазонах длин волн. Поэтому суммарный спектр усиления квантоворазмерной гетероструктуры с неодинаковыми КЯ может охватывать достаточно широкий диапазон длин волн. Представленная в качестве примера на рис. 9 а гетерострук-

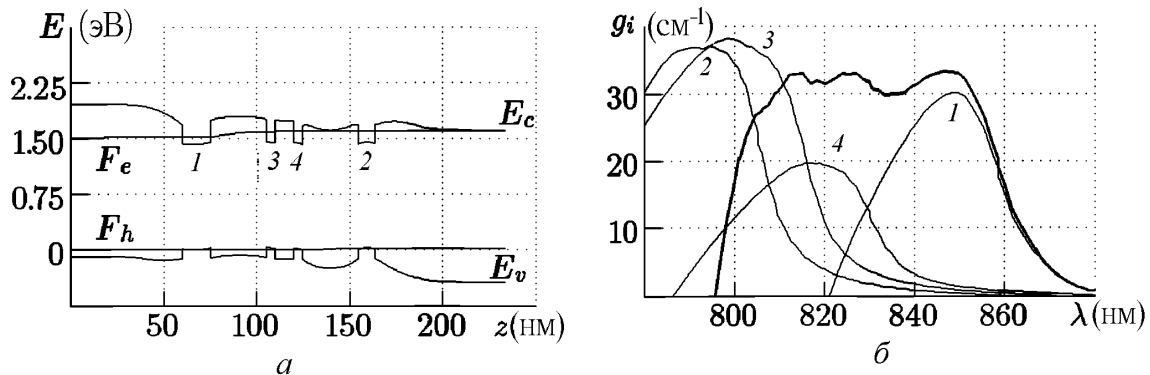


Рис. 9. Зонная диаграмма $E(z)$ асимметричной многослойной квантоворазмерной гетероструктуры в системе GaAs–Al_xGa_{1-x}As при прямом смещении (а) и спектры волноводного усиления $g_i(\lambda)$ для ТЕ-моды. Жирная кривая соответствует суммарному усилению гетероструктуры (б). Цифры на кривых – номер КЯ

тура содержит четыре КЯ шириной $d_1 = 15$ нм, $d_2 = 4.5$ нм, $d_3 = 5$ нм и $d_4 = 9$ нм. Путем подбора уровней легирования и состава барьерных слоев создается неоднородное возбуждение КЯ, при котором спектр усиления в широком диапазоне длин волн имеет близкий к плоскому профиль (рис. 9 б). Максимум усиления КЯ шириной d_1 приходится на длину волны порядка 850 нм, а d_2 и d_3 – 800 нм. Так как наиболее широкая КЯ шириной d_1 не усиливает, а поглощает излучение на длинах волн вблизи 800 нм, в структуре используются не одна, а две КЯ примерно одинаковой ширины для компенсации потерь излучения в данном диапазоне длин волн. КЯ шириной d_4 служит для сглаживания провала в суммарном спектре усиления на длинах волн в области ≈ 830 нм.

Использование асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры совместно с внешним селективным резонатором, позволяет получить при практически постоянной выходной мощности излучения непрерывную перестройку длины волны генерации в спектральном диапазоне от 800 до 850 нм (рис. 10) [16, 17]. Такие лазерные излучатели перспективны для целей мониторинга окружающей среды, химического анализа и метрологии.

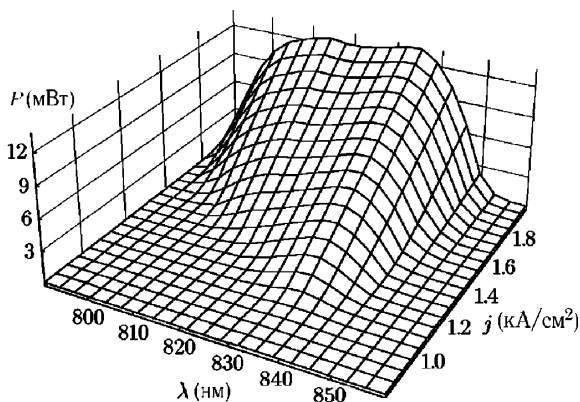


Рис. 10. Зависимость выходной мощности излучения P от длины волны λ и плотности тока накачки j для перестраиваемого лазерного диода во внешнем селективном резонаторе

7. Снижение поляризационной чувствительности спектра усиления

Анализ поляризационной дисперсии коэффициента усиления в асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах показывает, что для ТЕ-моды, когда вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны ориентирован в плоскости квантоворазмерных слоев, спектр усиления более сглажен по сравнению со спектром усиления для ТМ-моды с перпендикулярной ориентацией вектора поляризации. При этом суммарное усиление для ТЕ-моды более эффективно в коротковолновой области спектра, а максимум усиления для ТМ-моды сдвинут в длинноволновую область. Эти особенности связаны с поляризационной дисперсией вероятности оптических переходов на состояния тяжелых и легких дырок. Таким образом, в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах имеется возможность путем подбора ширины КЯ управлять спектром усиления и его поляризационной зависимостью [18].

Заключение

Асимметричные квантоворазмерные гетероструктуры открывают новые возможности для интегральной оптоэлектроники. Изменение конфигурации многослойных гетероструктур — это еще один способ "зонной" инженерии по управлению спектральными, мощностными и динамическими характеристиками лазеров. Зонная инженерия наноразмерных структур позволяет улучшить характеристики существующих полупроводниковых оптоэлектронных приборов, а также реализовать новые функциональные элементы. Асимметричные квантоворазмерные лазерные гетероструктуры могут быть использованы в качестве оптических логических элементов, тактовых генераторов света, перестраиваемых источников излучения для спектроскопии или накачки твердотельных лазеров, а также для усиления сигналов в широкополосных волоконно-оптических линиях связи и других функциональных приборах специального назначения.

Литература

1. Ikeda S., Shimizu A., Hara T. Asymmetric dual quantum well laser wavelength switching controlled by injection current // Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 55, № 12. P. 1155–1157.
2. Kononenko V. K. Spectral characteristics of quantum-well heterolasers // Proc. SPIE. 1992. Vol. 1724. P. 89-101.
3. Патент РФ № 2062543, МКИ⁶ H01S 3/18. Полупроводниковый усилитель света. Кононенко В. К.(РБ), Ломашевич С. А. (РФ); ИФ им. Б. И. Степанова АНБ.

№ 5009219; Заявл. 01.07.91; Опубл. 20.06.96; 8 с.

4. Asymmetric multiple quantum well heterostructure laser systems: conceptions, performance, and characteristics. V. K. Kononenko, A. A. Afonenko, I. S. Manak, S. V. Nalivko // Opto-Electr. Rev., 2000. Vol. 8, No. 3. P. 241–250.
5. *Афоненко А. А., Манак И. С., Кононенко В. К.* Программный комплекс для расчета зонного профиля квантоворазмерных гетероструктур // Лазерные новости. 1997. № 2. С. 36–37.
6. Пакет прикладных программ для расчета излучательных и волноводных характеристик квантоворазмерных гетероструктур // А. А. Афоненко, И. С. Манак, В. К. Кононенко, С. В. Наливко. Лазерные новости. 1997. № 4. С. 26–28.
7. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Эффекты нелинейного усиления в квантоворазмерных лазерах на основе асимметричных гетероструктур // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 697–702.
8. Патент РБ № 1385, МКИ⁵ H01S 3/19. Полупроводниковый лазер. А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак (РБ); Белгосуниверситет. № 2018; Заявл. 01.07.94; Опубл. 16.09.96; 9 с.
9. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Режим регулярных пульсаций в лазерах с двумя квантовыми ямами // Письма ЖТФ. 1994. Т. 20, № 2. С. 57–61.
10. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Динамика генерации многочастотных квантоворазмерных гетеролазеров // Изв. РАН. Сер. физическая. 2001. Т. 65, № 2. С. 227–229.
11. Патент РБ № 1099, МКИ⁵ H01S 3/19. Бистабильный полупроводниковый лазерный элемент. А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак (РБ); ИФ им. Б. И. Степанова АНБ. № 1114А; Заявл. 31.12.93; Опубл. 14.03.96; 7 с.
12. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Бистабильный режим генерации в квантоворазмерных лазерах // Письма ЖТФ. 1993. Т. 19, № 9. С. 35–39.
13. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Бистабильный лазерный излучатель // Изв. АН. Сер. физическая. 1994. Т. 58, № 2. С. 70–73.
14. *Наливко С. В., Афоненко А. А., Манак И. С.* Квантово-размерные лазеры со слабой зависимостью выходной мощности от температуры // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, вып. 5. С. 31–36.
15. *Алешкин В. Я., Афоненко А. А., Звонков Н. Б.* Генерация разностной моды в полупроводниковых лазерах // ФТП. 2001. Т. 35, Вып. 10. С. 1256–1259.
16. *Kononenko V. K., Manak I. S., Nalivko S. V.* Design and characteristics of widely tunable quantum-well laser diodes // Spectrochimica Acta. Part A. 1999. Vol. 55, № 10. P. 2091–2096.
17. *Наливко С. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Перестроечные характеристики асимметричных квантоворазмерных лазеров с неоднородным возбуждением // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 687–692.
18. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур / В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливко и др. // ЖПС. Т. 64, № 2. 1997. С. 221–227.

Д. В. Ушаков, В. К. Кононенко, И. С. Манак

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Квантоворазмерные эффекты служат основой создания полупроводниковых приборов нового поколения, в том числе достаточно мощных излучателей, пикосекундных оптических переключателей, высокочувствительных фотодетекторов. Компактность, малое энергопотребление, низкие пороги включения и высокая надежность способствуют тому, что в настоящее время многие ведущие фирмы полупроводниковой электроники разрабатывают и выпускают уникальные приборы на основе квантоворазмерных структур.

Интересными свойствами обладают полупроводниковые структуры типа легированных сверхрешеток, так называемых $n-i-p-i$ -кристаллов. Изменение концентрации легирующих примесей и толщины слоев в таких структурах позволяет создавать полупроводниковые приборы с контролируемыми электрическими и оптическими свойствами, которые могут изменяться в широком диапазоне с уровнем возбуждения. Исследования свойств и характеристик легированных сверхрешеток начали проводиться на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники совместно с Институтом физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси с 1995 г.

1. Зонная структура и потенциальный рельеф

Определяющее влияние на электронные и оптические свойства легированных сверхрешеток оказывает характер изменения профиля потенциальной энергии в зависимости от концентраций доноров N_d и акцепторов N_a , толщин d_n и d_p легированных слоев n - и p -типа, а также неравновесных двухмерных концентраций электронов n и дырок p . На основе полученных аналитических приближений в сравнении с численными самосогласованными расчетами исследован характер трансформации профиля потенциальной энергии с уровнем возбуждения легированной сверхрешетки [1, 2]. Как установлено, самосогласованные расчеты и вычисления по аналитическим формулам дают практически одинаковый профиль потенциальной энергии, хотя пространственное распределение плотности заряда оказывается различным.

Плоские участки профиля потенциальной энергии в центральной части легированных слоев, получаемые в приближении эффективной ширины области пространственного заряда, не проявляются в приближении

эффективной концентрации ионизованных примесей и менее выражены в смешанном приближении. При этом результаты расчетов профиля потенциальной энергии в приближении эффективной ширины практически совпадают при малых накачках с расчетами в приближении эффективной концентрации и смешанном приближении и заметно отличаются от результатов самосогласованных расчетов профиля потенциальной энергии при средних уровнях возбуждения легированной сверхрешетки.

Согласно приближению эффективной концентрации ионизованных примесей, а также в случае смешанного приближения, глубина потенциального рельефа при увеличении параметра накачки легированной сверхрешетки $r = n/N_d d_n$ уменьшается, как $(1-r)$ [1, 2]. При больших накачках для расчета профиля потенциальной энергии следует использовать приближение модулированной объемной концентрации носителей тока, которое дает более медленное изменение глубины потенциального рельефа с ростом уровня возбуждения. Для компенсированной легированной сверхрешетки при $r \geq 1$ глубина потенциального рельефа изменяется, как $r^{-1/3}$.

Предложенные методики аналитического описания потенциального рельефа позволяют находить распределение уровней энергии, волновые функции электронов и дырок и их изменение с уровнем возбуждения легированной сверхрешетки. При проведении более точных самосогласованных расчетов уровней энергии и волновых функций полученные выражения для потенциального рельефа могут быть использованы как первое приближение.

2. Плотность состояний

При сильном легировании полупроводникового кристалла происходит уширение энергетических уровней из-за флуктуаций электростатического потенциала в результате неоднородного распределения заряженных примесей. Перекрывание примесной зоны с ближайшей собственной зоной кристалла сопровождается образованием хвоста плотности состояний. Учет хвостов плотности состояний важен для выявления характерных особенностей длинноволнового края спектров поглощения и испускания и анализа процессов переноса носителей тока в полупроводниковых структурах.

В работах [2, 3] проведен анализ распределения энергетических состояний и рассчитана двумерная концентрация носителей тока в $n-i-p-i$ -кристаллах с учетом хвостов плотности состояний, возникающих

в результате флуктуаций концентрации легирующих примесей. При гауссовом распределении потенциала примесей выражение для плотности состояний $\rho_c(E)$ в зоне проводимости имеет вид [2, 3]

$$\rho_c(E) = \sum_n \frac{m_c}{2\pi\hbar^2} \operatorname{erfc}\left(\frac{E_{c0} + E_{cn} - E}{\sigma_c}\right). \quad (1)$$

Здесь m_c – эффективная масса электронов, E_{c0} – энергия дна зоны проводимости, E_{cn} – основной уровень подзоны с квантовым числом n , σ_c – характеристический параметр хвоста плотности состояний. Как видно, наличие флуктуаций концентраций примесей приводит к образованию хвостов плотности состояний и сглаживанию ступенчато-образного распределения плотности энергетических состояний.

Анализ влияния легирования на электронные энергетические параметры n - i - p - i -кристаллов проведен как для вырожденного электронного газа (квантовый предел), так и в случае конечных температур. С учетом фонового экранирования, возникающего из-за корреляции в распределении примесей в процессе легирования, длина экранирования L_c и параметр σ_c в квантовом пределе ($n = 0$, $E_{cn} = E_{c00}$) определяются, как [4]

$$L_c = \frac{L_{c0}}{(\operatorname{erfc}(-\eta_c) + C)^{\frac{1}{2}}}, \quad \sigma_c = \frac{\sigma_{c0}}{(\operatorname{erfc}(-\eta_c) + C)^{\frac{1}{4}}}, \quad (2)$$

где $\eta_c = (F_e - E_{c0} - E_{cn})/\sigma_c$, L_{c0} и σ_{c0} – значения длины экранирования и параметра хвоста плотности состояний в отсутствие фонового экранирования и при совпадении квазиуровня Ферми F_e с уровнем E_{cn} ($\eta_c = 0$). Коэффициент примесной корреляции C задается отношением квадратов длин экранирования электронами L_{c0} и заряженными донорными примесями L_d , т.е. $C = L_{c0}^2/L_d^2$. Обычно длина экранирования L_d определяется концентрацией N_d и температурой "замораживания" примесей, близкой к температуре выращивания кристалла.

При больших η_c длина экранирования L_c и параметр σ_c практически не изменяются и составляют, соответственно, $L_{c0}/(2+C)^{1/2}$ и $\sigma_{c0}/(2+C)^{1/4}$. С уменьшением η_c значения L_c и σ_c сначала возрастают, а при $\eta_c \rightarrow -\infty$ стремятся к постоянным значениям L_d и $\sigma_{c0}/C^{1/4}$ соответственно. Отметим, что при отсутствии корреляции в распределении примесей ($C = 0$) с уменьшением η_c длина экранирования L_c и параметр σ_c монотонно возрастают.

Часто для описания глубоких хвостов плотности состояний используется экспоненциальный закон распределения. Проведенный анализ показывает, что установленные особенности изменения L_c и σ_c имеют место и

при экспоненциальном хвосте плотности состояний. Однако при малых уровнях возбуждения $\eta_c < -2$ и $C = 0$ значения L_c и σ_c возрастают сравнительно медленнее, чем в случае гауссова хвоста плотности состояний.

Из-за пространственного разнесения электронов и дырок в $n-i-p-i$ -кристаллах экранирование флуктуирующего электростатического потенциала осуществляется, в отличие от объемных кристаллов, отдельно электронами в n -областях и дырками в p -областях. В частности, для легированной сверхрешетки p -типа ($N_a d_p > N_d d_n$) длина экранирования и параметр хвоста плотности состояний больше для электронов в n -области, чем для дырок в p -области. При этом длины экранирования меньше периода сверхрешетки. При возбуждении легированной сверхрешетки происходит уменьшение длин экранирования, что приводит к сокращению хвостов плотности состояний и, соответственно, к изменению распределения уровней энергии и огибающих волновых функций. Кроме того, рассмотрение в рамках линейного экранирования показывает, что характер экранирования (объемный или двухмерный) не влияет существенно на энергетический спектр легированных сверхрешеток.

3. Отношение коэффициента диффузии к подвижности

Отношение коэффициента диффузии D к подвижности μ носителей тока служит одним из наиболее важных термодинамических параметров полупроводников и связано с длиной экранирования, процессами диффузии и рекомбинации, фотопроводимостью и временем отклика различных микро- и оптоэлектронных полупроводниковых структур. Его исследование для $n-i-p-i$ -кристаллов дает возможность установить вид распределения плотности состояний, выявить характер экранирования электростатического потенциала, определить роль флуктуаций концентрации легирующих примесей, а также корреляцию в их распределении и степень компенсации [2–6].

Выражения для D/μ получены как в случае гауссова, так и экспоненциального хвостов плотности состояний. С учетом фонового экранирования в квантовом пределе они имеют, соответственно, следующий вид:

$$e \frac{D}{\mu} = \frac{\sigma_{c0}}{(\operatorname{erfc}(-\eta_c) + C)^{1/4}} \left(\eta_c + \frac{e^{-\eta_c^2}}{\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(-\eta_c)} \right), \quad (3)$$

$$e \frac{D}{\mu} = E_\infty \left(\frac{2}{1 + e^{-\eta}} + C \right)^{-1/4} (1 + e^{-\eta}) \ln(1 + e^\eta). \quad (4)$$

Здесь $E_{00} = \sigma_{c0}/a_u$, $\eta = a_u \eta_c$, $a_u = 2.565$.

В отсутствие фонового экранирования ($C = 0$) при начальном увеличении уровня возбуждения η_c отношение коэффициента диффузии к подвижности в $n-i-p-i$ -кристаллах уменьшается, что объясняется сокращением хвостов плотности состояний. В случае гауссова характера распределения плотности состояний минимум eD/μ приходится на $\eta_c = -0.7$ и достигает величины порядка $0.5\sigma_{c0}$. При экспоненциальном хвосте плотности состояний получается также минимум eD/μ , но при больших уровнях возбуждения кристалла $\eta_c \approx -0.2$.

Наличие корреляции в распределении примесей приводит к тому, что отношение D/μ в случае гауссова хвоста не возрастает с уменьшением уровня возбуждения, как при $C = 0$, а падает обратно пропорционально $|\eta_c|$. Поэтому на зависимости отношения D/μ от η_c наблюдаются максимум и минимум, которые с увеличением коэффициента примесной корреляции C сближаются, а при $C > 0.06$ исчезают. При экспоненциальном хвосте плотности состояний с уменьшением уровня возбуждения кристалла величина eD/μ , в отличие от гауссова хвоста, не падает, а приближается к постоянному значению $E_{00}/C^{1/4}$. С ростом коэффициента C минимум D/μ сдвигается в область меньших значений η_c и при $C > 1$ также не проявляется.

Проведенный без учета флуктуаций электростатического потенциала анализ показывает, что отношение D/μ в легированных сверхрешетках при низких температурах должно проявлять зигзагообразную зависимость от двухмерной концентрации электронов n , связанную с заполнением уровней вышележащих подзон [3]. Увеличение температуры сглаживает эту зависимость и при комнатной температуре квантоворазмерные эффекты не проявляются.

При наличии флуктуаций концентрации примесей возникает дополнительный эффект. Как установлено, с ростом уровня возбуждения легированной сверхрешетки anomальное уменьшение отношения D/μ возникает в результате сокращения хвостов плотности состояний. Кроме того, заполнение вышележащих уровней энергии, сопровождающееся дальнейшим сокращением хвостов плотности состояний, также приводит к немонотонному изменению величины D/μ [3]. Фоновое экранирование для малых уровней возбуждения приводит в случае экспоненциального хвоста к постоянной величине D/μ , определяемой коэффициентом примесной корреляции, а при гауссовом хвосте – уменьшению отношения D/μ вплоть до классического значения kT/e .

Таким образом, легированные сверхрешетки, наряду с сильно легированными полупроводниками и квантоворазмерными гетероструктурами, относятся к классу полупроводниковых материалов с аномальным характером отношения D/μ . Установленные закономерности изменения D/μ необходимо учитывать при анализе электрических и оптических характеристик легированных сверхрешеток и структур на их основе.

4. Оптические свойства легированных сверхрешеток

В спектрах излучательной рекомбинации легированных сверхрешеток наблюдается заметное длинноволновое крыло, которое связано с наличием примесных состояний, и для его описания необходимо учитывать флуктуации концентрации примесей и эффекты экранирования. В работе [7] разработана методика расчета спектров поглощения и испускания в легированных сверхрешетках с учетом хвостов плотности состояний и сужения ширины запрещенной зоны.

Для легированных сверхрешеток характерен рост эффективной ширины запрещенной зоны E_g' с увеличением накачки из-за уменьшения глубины потенциального рельефа. Однако, как показывают оценки сужения ширины запрещенной зоны ΔE_g , проведенные с учетом изменения длины экранирования с уровнем возбуждения легированной сверхрешетки [6], на начальном этапе с ростом уровня накачки r может наблюдаться уменьшение E_g' . Четкие минимумы на зависимости $E_g'(r)$ будут наблюдаться в легированных сверхрешетках с малой концентрацией легирующих примесей и коротким периодом.

Расчеты спектров люминесценции проводились для прямых дипольных переходов и сравнивались с результатами в модели без правила отбора по волновому вектору электрона. С учетом флуктуаций в распределении примесей получены выражения для приведенной плотности состояний и показано, что длинноволновое крыло спектров испускания определяется в основном распределением уровней на хвостах плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне. Уровни размерного квантования явно не проявляются на форме кривых спектров испускания, которые практически не зависят от правила отбора по волновому вектору электрона [7].

Для установления применимости развитого подхода к описанию спектров спонтанного излучения легированных сверхрешеток на GaAs проведен анализ известных экспериментальных данных. Теоретические кривые для спектров спонтанной рекомбинации, как и измеренные спектры фото- и электролюминесценции, имеют гладкую форму без заметных

пиков, обычно связываемых с эффектами размерного квантования уровней. В отличие от модифицированной модели экспоненциальных хвостов, предложенной ранее, развитый подход достаточно хорошо описывает спектр спонтанного излучения при слабом возбуждении. Для δ -легированных сверхрешеток наблюдается хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов вплоть до высоких уровней возбуждения [7, 8].

С целью выявления нелинейного взаимодействия излучения с неравновесными носителями тока проведен анализ насыщения поглощения в легированных сверхрешетках [9]. Показано, что для энергий фотонов, близких к ширине запрещенной зоне полупроводника, на зависимости коэффициента поглощения k от плотности фотонов S может наблюдаться увеличение k с ростом S , т. е. возможен эффект “затемнения”. Данный эффект обусловлен трансформацией спектра энергетических уровней легированной сверхрешетки при увеличении концентрации неравновесных носителей тока, который также проявляется при наличии флуктуаций электростатического потенциала.

В работах [10, 11] исследовано изменение спектральных характеристик на примере двухсекционной лазерной структуры на основе δ -легированной сверхрешетки на GaAs с параметрами: $N_a d_n = N_a d_p = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $d_i = 9 \text{ нм}$. Суммарный коэффициент усиления лазерной структуры k определялся, как $k = r_1 k_1 + r_2 k_2$, где k_1 , k_2 и r_1 , r_2 – коэффициенты усиления и относительные протяженности первой и второй секций диода соответственно. Для заданного коэффициента потерь $k_l = 50 \text{ см}^{-1}$ и $r_1 = 0.7$ максимальная длина волны излучения $\lambda = 1.08 \text{ мкм}$ достигается при одинаковых двухмерных концентрациях носителей тока в обеих секциях лазера. Нижний предел перестройки длины волны генерации, равный $\lambda = 1.02 \text{ мкм}$, реализуется при сильном возбуждении первой секции и слабой накачке второй части диода. Показано, что диапазон перестройки длины волны излучения при заданном максимально допустимом значении плотности тока инжекции в усиливающей секции $j_{\max}$ расширяется при увеличении ее размера r_1 . Например, для $j_{\max} \approx 300 \text{ А/см}^2$ при значениях $r_1 = 0.5, 0.6$ и 0.7 ширина полосы перестройки составляет 33, 48 и 63 нм соответственно.

На основе решения скоростных уравнений определены области токов накачки, соответствующие различным режимам генерации лазера. Анализ устойчивости генерации показывает, что из-за большого излучательного времени жизни носителей тока $\approx 1 \text{ пс}$ в легированной сверхрешет-

ке режим стационарной генерации реализуется только в условиях протекания обратного тока в поглощающей секции. При введении дополнительного безызлучательного канала рекомбинации с временем жизни порядка 1 нс, например путем ионной имплантации дефектов, перестройка излучения может осуществляться при прямом токе в обеих секциях диода. При $r_1 = 0.7$ диапазон перестройки длины волны в условиях стационарной генерации может достигать 30 нм – от 1.05 до 1.08 мкм.

Проведенный анализ динамики генерации излучения показал, что в двухсекционном лазере на основе δ -легированной сверхрешетки осуществимы три способа перестройки длины волны генерации. Регулируя плотность тока в секциях диода j_1 и j_2 , можно в режиме регулярных пульсаций получить перестройку длины волны генерации в диапазоне 1.02–1.06 мкм. Кроме того, в режиме самоподдерживающихся пульсаций возможна генерация сдвоенных импульсов на двух далеко разнесенных длинах волн. В частности, при значениях $j_1 = 300 \text{ А/см}^2$ и $j_2 = 10 \text{ А/см}^2$ импульсы излучения реализуются на длинах волн 1.02 и 1.05 мкм.

Перестройка длины волны генерации в двухсекционном лазере на основе δ -легированной сверхрешетки происходит также при изменении длины волны в первом релаксационном пике путем вариации тока накачки в секциях диода. При $j_1 = 100 \text{ А/см}^2$ и $j_2 = 700 \text{ А/см}^2$ длина волны излучения первого релаксационного пика составляет 1.08 мкм. В случае $j_1 = 500 \text{ А/см}^2$ и $j_2 = 30 \text{ А/см}^2$ первому пика соответствует минимальная длина волны генерации 1.02 мкм.

Кроме того, лазер может генерировать последовательность импульсов с возрастающим значением λ от 1.02 до 1.06 мкм, подобно свип-лазеру. Это – еще один способ перестройки длины волны генерации. Наибольший диапазон и более плавную перестройку длины волны генерации со временем в этом режиме можно получить, если дополнительный безызлучательный канал рекомбинации не вводится. При оптимальном значении протяженности усиливающей части диода $r_1 = 0.65$ диапазон перестройки излучения может достигать 73 нм – от значений $\lambda \approx 1.01$ мкм в первом релаксационном пике до 1.08 мкм в установившемся стационарном режиме.

5. Фотонные структуры на основе легированных сверхрешеток

В связи с развитием оптических систем обработки информации большое внимание уделяется разработке сверхкомпактных, интегрируемых в оптические интегральные схемы, лазерных источников. В настоящее

время признается, что основой для создания подобных систем могут стать "фотонные кристаллы", т. е. искусственно созданные одномерно-либо многомерно-периодические структуры со значительной глубиной модуляции показателя преломления и периодом, сравнимым с длиной волны светового излучения. На базе фотонных кристаллов могут быть реализованы чрезвычайно компактные оптические устройства, такие, как оптические переключатели, одномодовые низкопороговые микролазеры, компрессоры импульсов и преобразователи частоты. Интересными свойствами обладают фотонные структуры на основе легированных сверхрешеток. Такие структуры соединяют в себе широкие возможности по контролю оптических свойств полупроводниковых сверхрешеток (дисперсии, спектров испускания, поглощения и усиления) вместе с уникальными свойствами фотонных кристаллов концентрировать электромагнитную энергию в малых пространственно-временных объемах.

Спектры пропускания и отражения фотонных гетероструктур с внедренными активными $n-i-p-i$ -слоями изучены в системах GaAs–AlGaAs [12, 13] и GaAs–GaInP [14–16]. В частности, предложены новые типы лазерных микрорезонаторов, обеспечивающих низкопороговую генерацию в ближнем ИК-диапазоне на двух длинах волн с развязкой по направлению распространения излучения, что перспективно для телекоммуникационных технологий [15].

Кроме того, предсказаны два новых эффекта в фотонных гетероструктурах на основе $n-i-p-i$ -кристаллов [16]. Первый эффект связан с появлением двух близколежащих резонансных пиков на зависимости оптического пропускания и отражения на длине волны дефектной моды от разности квазиуровней Ферми ΔF . При этом резонансные значения коэффициентов пропускания и отражения для входной мощности излучения 10 Вт/см^2 достигают порядка ≈ 400 . Второй эффект связан с оптической бистабильностью пропускания и отражения в спектральной области дефектной моды. Спектральный гистерезис пропускания и отражения наблюдается при уровнях возбуждения активных слоев фотонной гетероструктуры ΔF , близких к резонансным условиям.

Литература

1. Ushakov D. V., Kononenko V. K. Variation of the potential relief and emission spectra in doping superlattices under excitation // Physics, Chemistry, and Application of Nanostructures. – Singapore: 1997. P. 121–124.
2. Kononenko V. K., Manak I. S., Ushakov D. V. Optoelectronic properties and characteristics of doping superlattices // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3580. P. 10–27.

3. *Kononenko V. K., Ushakov D. V.* Carrier transport and screening in $n-i-p-i$ crystals // Phys. stat. sol. (b). 1999. Vol. 211, No 2. P. 743–749.
4. *Ушаков Д. В.* Электронные и оптические процессы в легированных сверхрешетках на основе GaAs // Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.10 и 01.04.21. Мн., 2000. 136 с.
5. *Ushakov D. V., Kononenko V. K.* Abnormal character of the diffusivity-mobility ratio in doping superlattices // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 1999. Vol. 2, No 1. P. 18–23.
6. *Ushakov D. V., Kononenko V. K., Manak I. S.* Influence of carrier screening and impurity correlation on the electron and optical properties of doping superlattices // Proc. Third Int. EuroConf. on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems. - Smolenice Castle, 2000. P. 243–246.
7. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 711–715.
8. Перестраиваемые спектры фотолюминесценции легированных полупроводниковых сверхрешеток / В. К. Кононенко, Г. В. Кунерт, И. С. Манак, Д. В. Ушаков // ЖПС. 2003. Т. 70, № 1. С. 103–108.
9. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Нелинейные оптические процессы в легированных полупроводниковых сверхрешетках // ЖПС. 2001. Т. 68, № 4. С. 501–505.
10. *Ushakov D. V., Afonenko A. A., Manak I. S.* Wavelength tuning in injection laser based on doping superlattices at inhomogeneous excitation // Lithuanian J. Phys. 1999. Vol. 39, No 4–5. P. 361–365.
11. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Излучательные характеристики двухсекционной лазерной структуры на основе δ -легированной сверхрешетки // Опт. и спектр. 2003. Т. 94, № 3. Т. 529–536.
12. Control of transmission in photonic structures with $n-i-p-i$ layers / V. K. Kononenko, D. V. Ushakov, I. S. Nefedov, V. N. Gusyatnikov, Yu. A. Morozov // Proc. 3rd Int. Workshop on Laser and Fiber-Optical Modeling. Kharkiv, 2001. P. 97–99.
13. Optical gain in one-dimensional photonic band gap structures with $n-i-p-i$ crystal layers / I. S. Nefedov, V. N. Gusyatnikov, M. Marciniak, V. K. Kononenko, D. V. Ushakov // J. Telecommun. Inform. Technol. 2002. No. 1. P. 60–64.
14. *Ushakov D. V., Kononenko V. K., Smirnov A. G.* Amplification in photonic crystal heterostructures with active media from doping superlattice layers // Proc. 4th Int. Workshop on Laser and Fiber-Optical Modeling. Kharkiv, 2002. P. 159–161.
15. *Smirnov A. G., Ushakov D. V., Kononenko V. K.* Multiple-wavelength lasing in one-dimensional bandgap structures: implementation with active $n-i-p-i$ layers // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. Vol. 19, No. 9. P. 2208–2214.
16. *Ushakov D. V., Kononenko V. K., Marciniak M.* Nonlinear optical effects in one-dimensional photonic crystal heterostructure amplifiers // Proc. 5th Int. Conf. on Transparent Optical Networks. Warsava, 2003. Vol. 1. P. 330–332.

И. А. Малевич, А. В. Поляков, С. И. Чубаров, В. Л. Козлов

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ХРАНЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Оптические системы обработки информации и оптические вычислительные комплексы привлекли широкое внимание исследователей в связи с необходимостью записи и обработки больших массивов оптической информации, в том числе для задач освоения космоса и мирового океана. Проведенные до настоящего времени исследования и разработки заложили физические основы анализа быстропротекающих оптических процессов наносекундного и субнаносекундного диапазонов в реальном масштабе времени, а оптико-физические эксперименты подтвердили принципиальную возможность и перспективность применения упомянутых систем для высокоскоростной обработки реализаций нестационарных оптических полей.

Одним из перспективных направлений в области обработки оптической информации является использование волоконно-оптических динамических запоминающих устройств на основе оптоэлектронной рециркуляционной системы (ОЭРС), состоящей из трех основных компонентов: модулируемого источника света, волоконно-оптической структуры и фотодетектора, замкнутых в кольцо. Достоинством оптоэлектронных динамических запоминающих устройств (ОДЗУ) на основе ОЭРС служит то, что запись информационного потока в них осуществляется в реальном масштабе времени, а хранение данных в цифровой и аналоговой форме возможно в течение времени, необходимого для их последующей обработки. В настоящее время предложен ряд моделей оптических вычислителей на основе ОЭРС, разработанных и исследованных в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН, в Калифорнийском университете (США), Токийском университете, Институте электроники НАН Беларуси. Данные работы заложили фундаментальные основы теории и практики оптической обработки больших массивов информации в реальном масштабе времени.

Проведенные на основе существующей оптоэлектронной элементной базы оценки показали, что ОДЗУ могут оперировать потоками информации со скоростями 1 Гбит/с и более, время хранения может достигать нескольких часов. При практической реализации подобных систем установлено, что одна из основных причин ограничения информационных характеристик ОДЗУ – разрушение информационного потока, обусловленное температурными и флуктуационными эффектами в контуре при динамическом способе хранения информации. В этой связи чрезвычайно

важным становится изучение влияния температурных и флуктуационных эффектов (в особенности их совместное взаимодействие) на рециркуляционный процесс в ОЭРС.

В связи с быстрым развитием автоматизированных систем контроля и управления, внедрением новых технологических процессов, переходом к гибким автоматизированным производствам в таких областях, как промышленность, энергетика, медицина, телекоммуникации стремительно растет потребность в разработке быстродействующих информационно-измерительных и диагностических систем. Одно из перспективных направлений в данной области – разработка прецизионных многофункциональных частотных волоконно-оптических датчиков (ВОД) на основе ОЭРС. При использовании ВОД наибольшее значение имеют следующие достоинства волоконных световодов (ВС): безындукционность, взрывобезопасность, высокая электроизоляционная прочность, большая коррозионная стойкость, особенно к химическим растворителям, маслам, воде. Достаточно полезны и такие свойства ВС как эластичность, малые габариты и масса.

Исследованию закономерностей влияния температурных и флуктуационных эффектов на отношение сигнал/шум в оптоэлектронном контуре, определяющее информационные характеристики системы, посвящена работа [1]. Проанализированы основные источники температурных и флуктуационных эффектов в ОЭРС. На основе единого подхода систематизированы математические способы описания различных источников шумов в контуре, что дает возможность проводить исследования зависимости отношения сигнал/шум от температуры и режимов работы элементов контура для различных конфигураций ОЭРС.

При использовании относительно коротких (длиной до нескольких километров) ВС: во-первых, возможно при наличии лавинного фотодиода (ЛФД) отказаться от применения усилителя на выходе фотоприемника, исключая тем самым один из основных источников шумов; во-вторых, помимо шумов приемной части возникает необходимость учитывать шумы, вносимые инжекционным лазером (ИЛ). Разработана математическая модель, позволяющая с учетом температурной зависимости амплитудных флуктуаций мощности излучения ИЛ и дробового шума ЛФД, а также теплового шума нагрузочного сопротивления и эффектов межимпульсных помех оптических сигналов в ВС находить оптимальные режимы работы элементов контура и осуществлять выбор рабочего диапазона температур по критерию максимального отношения сигнал/шум ξ :

$$\xi = \frac{[I_{\Phi}(\theta)M]^2}{2e \left(I_{\Phi}(\theta) + I_T(\theta) \left[\frac{\Delta E(\theta)(\theta - \theta_H)}{ak\theta\theta_H} \right] \right) M^2 FB_f + N_L I_{\Phi}^2 M^2 B_f + 4k\theta B_f / R_H},$$

$$I_{\Phi}(\theta) = \gamma \lambda (1-r)(1 - \exp(-k_p(\theta)L_n)) P_{fd}(\theta), \quad (1)$$

$$F(M) = M \left\{ 1 - (1 - k_i) [(M-1)/M]^2 \right\},$$

где $\gamma = e/hc$; e – заряд электрона; h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; I_{Φ} – начальный фототок; M – коэффициент лавинного умножения ЛФД; $I_T(\theta_H)$ – темновой ток ЛФД при начальной температуре θ_H ; $F(M)$ – шум-фактор, определяемый по формуле Макинтайера при условии, что лавина инициируется носителями одного типа; N_L – относительная спектральная плотность флуктуаций интенсивности ИЛ; k – постоянная Больцмана; θ – температура; B_f – граничная полоса частот системы; R_H – величина нагрузочного сопротивления ЛФД; λ – длина волны падающего на ЛФД излучения; r – коэффициент отражения поверхности ЛФД; $k_p(\theta)$ – коэффициент поглощения Ge; L_n – ширина области пространственного заряда; $P_{fd}(\theta)$ – мощность принимаемого ЛФД излучения; a – постоянный коэффициент; k_i – отношение коэффициентов ионизации электронов и дырок ($k_i = 0.8$ для Ge); $\Delta E(\theta)$ – ширина запрещенной зоны германия.

При постоянном напряжении смещения ЛФД $U = \text{const}$ зависимость отношения сигнал/шум от температуры имеет максимум (рис. 1), обусловленный тем, что мощности сигнала и различных источников шумов на входе блока регенерации с увеличением температуры будут изменять-

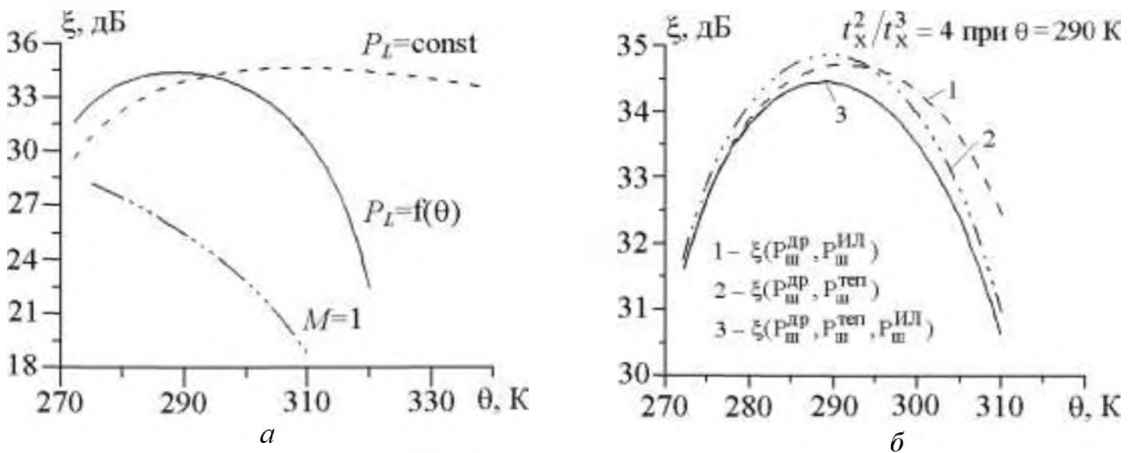


Рис. 1. Зависимость изменения ξ от температуры с учетом температурной зависимости мощности излучения ИЛ (а), а также при различных комбинациях шумовых источников (б) при $P_L = 2.5$ мВт, $L = 2$ км

ся по-разному. Поскольку начальный фототок ЛФД во многом определяется мощностью излучения ИЛ, учет влияния теплового режима работы ИЛ на изменение мощности излучения показал, что значение оптимальной рабочей температуры, соответствующей максимальному значению отношения сигнал/шум, заметно сдвигается в сторону более низких температур по сравнению с вариантом, когда мощность излучения ИЛ остается постоянной. Для исследуемого варианта ОЭРС использование ЛФД приводит к увеличению отношения сигнал/шум в области комнатных температур приблизительно на 10 дБ по сравнению с фотоприемниками без внутреннего усиления (рис. 1 а).

Из анализа температурной зависимости относительной спектральной плотности флуктуаций интенсивности излучения (ОСПФИ) инжекционного лазера следует, что для того, чтобы не допустить резкого увеличения ОСПФИ, необходимо, чтобы температура активной области лазерного кристалла не превышала 310 К (рис. 2). Проведенные расчеты распределения температуры по слоям лазерного кристалла с использованием нестационарной тепловой модели ИЛ показали, что для многомодового полоскового лазера, установленного на медный теплоотвод, данное условие выполняется при токах накачки до $1.5I_{\text{п}}$ ($I_{\text{п}}$ – пороговый ток), что обеспечивает выходную мощность излучения не менее 2.5 мВт. Увеличение тока инжекции ИЛ приводит не только к возрастанию отношения сигнал/шум, но и к смещению максимума ξ в область более высоких температур.

Проведенные исследования зависимости отношения сигнал/шум от температуры при различных режимах работы ЛФД показали, что при комнатных температурах и выше наиболее эффективным является режим

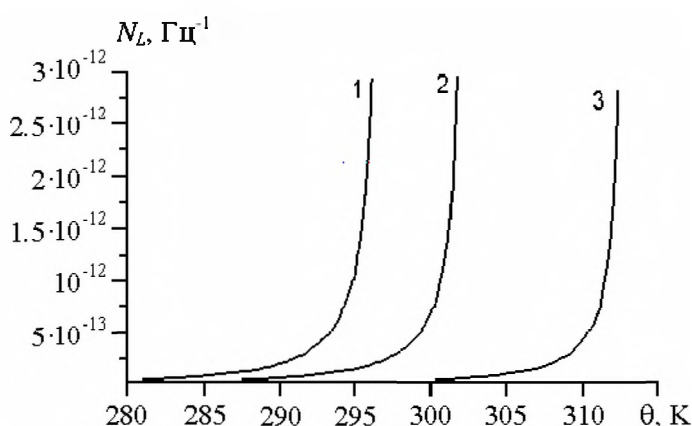


Рис. 2. Зависимость ОСПФИ инжекционного лазера от температуры при различных токах инжекции: 1 – $I = 1.05I_{\text{п}}$; 2 – $I = 1.1I_{\text{п}}$; 3 – $I = 1.2I_{\text{п}}$.

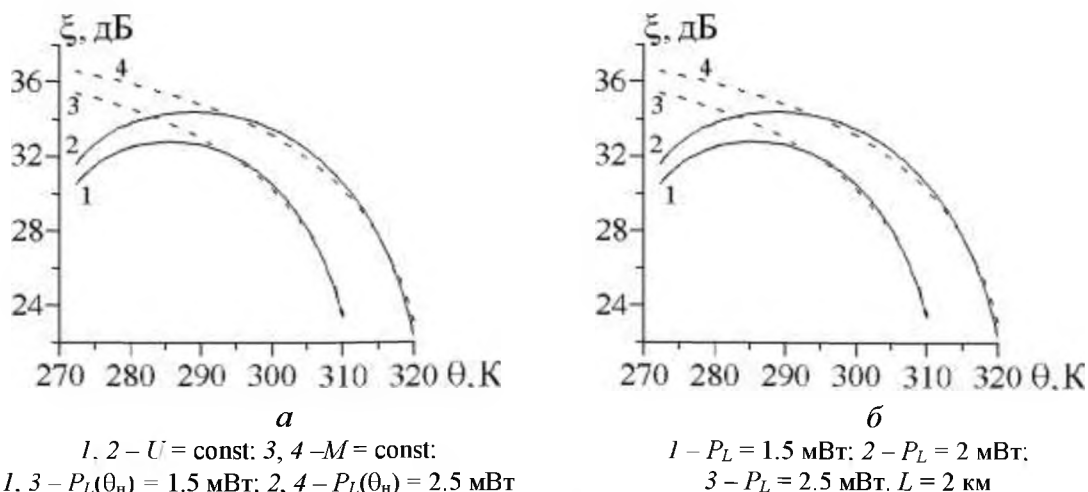


Рис. 3. Зависимость отношения сигнал/шум ξ в контуре ОЭРС от температуры θ (а) и коэффициента лавинного умножения ЛФД M (б) при различных режимах работы ЛФД и мощностях излучения ИЛ

работы при постоянном напряжении смещения (рис. 3 а). При температурах ниже комнатной для достижения наибольшего отношения сигнал/шум в контуре необходимо применять режим детектирования ЛФД с постоянным коэффициентом лавинного умножения. Отношение сигнал/шум может быть увеличено за счет увеличения коэффициента лавинного умножения M до тех пор, пока растущий пропорционально M^{2+x} (x – коэффициент избыточного шума, для Ge-ЛФД $x = 0.8-1$) дробовый шум не станет преобладать над другими видами шумов. При комнатной температуре для анализируемой системы оптимальный коэффициент лавинного умножения для германиевого ЛФД лежит в пределах 8–12 и практически не зависит от мощности излучения ИЛ (рис. 3 б).

Основными характеристиками динамического запоминающего устройства на основе ОЭРС являются информационная емкость, определяемая величиной тактового временного интервала между импульсами T , и время хранения информации при заданной вероятности ошибки, определяемое вероятностью ошибки на каждом цикле рециркуляции и зависящее от отношения сигнал/шум в контуре. Мощность излучения ИЛ, попадающая в течение тактового интервала на приемную площадку ЛФД и определяющая величину начального фототока ЛФД, обусловлена, с одной стороны, потерями мощности излучения при распространении по ВС и на стыковочных элементах, а с другой, для близко расположенных импульсов в информационной последовательности, эффектами межсимвольных помех. Получено аналитическое выражение [2], описывающее уменьшение оптической мощности информационных сигналов P_{fdi} в течение тактового интервала из-за межсимвольных помех:

$$P_{fdi} = P_{fd} 10^{-0.1[aB_s\sigma \exp(bB_s\sigma)]}, \quad (2)$$

где σ – среднеквадратическая длительность импульса на выходе ВС; B_s – скорость поступления информационного потока; параметры аппроксимации $a = 2$, $b = 4.5$ – для гауссовой формы импульсов и $a = 4$, $b = 1$ – для экспоненциальной. Данное уменьшение мощности сигнала определяется соотношением среднеквадратической длительности импульса на выходе ВС и величины временных тактовых интервалов.

На основе полученных в [1] результатов по достижению максимального отношения сигнал/шум от температуры с учетом температурнозависимых параметров ИЛ и ЛФД, а также учитывая наличие межсимвольных помех, проведены оценки предельных информационных характеристик системы динамического хранения информации [2]. Полученные результаты показали перспективность использования ОДЗУ в качестве буферной памяти для высокоскоростной записи и хранения цифровой информации в многоканальных системах мониторинга окружающей среды.

Для выявления закономерностей влияния на процесс рециркуляции изменений температуры и таких параметров ОЭРС как ток накачки и пороговый ток ИЛ, коэффициент лавинного умножения ЛФД, величина порога срабатывания блока регенерации, оптическая длина ВС, получено выражение [3], описывающее частоту рециркуляции f в ОЭРС с учетом задержек распространения информационного сигнала во всех элементах контура:

$$f = \left\{ T_3 + \frac{U_{\pi} \tau_{\phi}}{[I_{\pi} - (I_{\pi}(\theta, q) - I_0)] n_{\pi} n_{\phi} R_{\pi} KM(\theta)} + \tau_s(\theta) \ln \frac{I_{\pi}}{I_{\pi} - (I_{\pi}(\theta, q) - I_0)} + \right. \\ \left. (R_{\pi} + R_{\pi}) C_{\phi} + h_{\pi} / v_{\pi} + N_k k_i M(\theta) h_{\pi} / h_{\text{нас}} + \frac{L(\theta) n_0(\theta)}{c} \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где T_3 – задержка распространения сигнала в электронной части контура; I_{π} – амплитуда импульса тока накачки; I_0 – постоянное смещение ИЛ; R_{π} – последовательное сопротивление ЛФД; C_{ϕ} – емкость фотодиода; N_k – коэффициент, изменяющийся от 1/3 до 2 при изменении k_i от 1 до 10^{-3} ; h_{π} – ширина диффузионного слоя; v_{π} – скорость диффузии; h_{π} – ширина слоя лавинного умножения; $v_{\text{нас}}$ – дрейфовая скорость насыщения, L – геометрическая длина ВС; n_0 – коэффициент преломления на оси волокна.

Из анализа зависимостей изменения f от флуктуаций параметров системы следует, что использование ЛФД по сравнению с фотоприемниками без внутреннего усиления позволяет повысить стабильность частоты

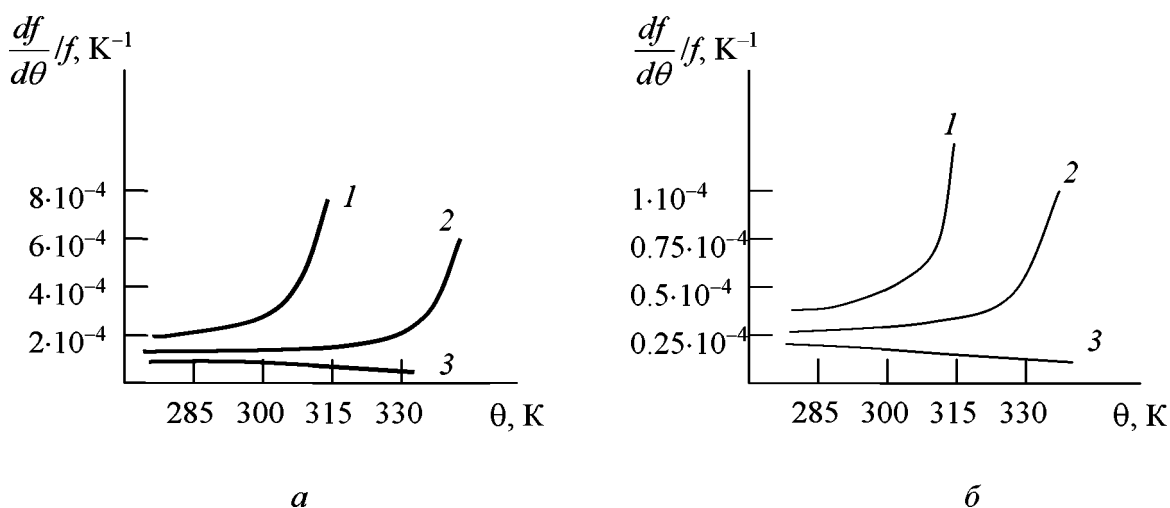


Рис. 4. Температурные зависимости относительной нестабильности частоты рециркуляции в ОЭРС при длине ВС 50 (а) и 500 м (б). Величина тока инжекции: 1 – $1.3 I_{\text{п}}$, 2 – $1.6 I_{\text{п}}$, 3 – $2 I_{\text{п}}$

рециркуляции примерно в два раза. При этом основной вклад в изменение частоты рециркуляции вносят нестабильности задержки генерации стимулированного излучения ИЛ относительно импульса тока накачки и времени срабатывания блока регенерации. Влияние данных эффектов на изменение частоты рециркуляции увеличивается с уменьшением длины ВС. Установлено также, что при превышениях тока инжекции над пороговым током $I > 1.5 I_{\text{п}}$ для ОЭРС на основе ИЛ на AlGaAs в диапазоне температур 280–350 К наблюдается аномальное возрастание температурной стабильности частоты рециркуляции с ростом температуры (рис. 4), связанное с тем, что в доминирующем в данном случае факторе, определяющем стабильность частоты рециркуляции (задержке генерации в лазере), уменьшение спонтанного времени жизни неравновесных носителей тока преобладает над увеличением задержки, связанной с ростом порогового тока.

Для исследования совместного влияния изменения температуры активной области и эффекта накопления заряда от предшествующих импульсов тока накачки в ИЛ на динамику изменения временных интервалов между импульсами в процессе рециркуляции разработана математическая модель процесса динамического хранения информации в оптоэлектронном контуре [4, 5]. Временной интервал $T_{j,j+1}^N$ между j и $j+1$ импульсами на N -м цикле рециркуляции в этом случае определяется временным интервалом на предыдущем цикле рециркуляции, а также вели-

чинами задержек распространения j и $j+1$ импульсов. Задержка для каждого импульса в информационной последовательности зависит от таких параметров ИЛ, как пороговый ток и спонтанное время жизни неравновесных носителей тока. При этом, если в процессе нагрева активной области ИЛ величина порогового тока увеличивается, что приводит к увеличению задержки распространения импульса, то эффект накопления остаточного заряда, наоборот, стремится ее уменьшить. Изменение температуры активной области ИЛ в процессе рециркуляции находилось путем решения нестационарного уравнения теплопроводности для многослойного лазерного кристалла.

Исследовалось два случая.

1. Величина начальных временных интервалов значительно больше спонтанного времени жизни неравновесных носителей тока. При этом основное влияние на деформацию временных интервалов между импульсами в процессе рециркуляции оказывает изменение температуры активной области ИЛ. Показано, что величина деформации равных в начальный момент времени интервалов различна и наибольшей деформации подвергается первый временной интервал. В результате, на первых циклах рециркуляции наблюдается нерегулярная деформация импульсной последовательности, обусловленная сложным характером взаимодействия импульсов как в самой последовательности, так и между соседними циклами.

2. В случае циркуляции близко расположенных импульсов в контуре ОДЗУ ($T_{jj+1} < (5-7) \tau_s$) на первых циклах рециркуляции преобладают динамические эффекты, приводящие к уменьшению временных интервалов. В дальнейшем, по мере роста температуры кристалла, начинают преобладать температурные эффекты, которые могут приводить как к увеличению, так и к уменьшению временных интервалов между импульсами в зависимости от их начального соотношения и длины ВС (рис. 5).

Проведенные расчеты показали, что в исследуемом ОДЗУ без использования дополнительных мер по стабилизации параметров элементов контура хранение временных интервалов длительностью не более нескольких десятков наносекунд с точностью не хуже 3 % возможно примерно в течение 10^3 циклов рециркуляции, после чего информация разрушается. На основе полученных результатов была разработана методика оценки предельных информационных характеристик ОДЗУ при хранении цифровой информации. Данная методика [6] основана на нахождении режимов работы элементов контура, обеспечивающих максимальное отношение сигнал/шум от температуры с учетом влияния на величину межсимвольных помех в ВС температурных и динамических эффектов в

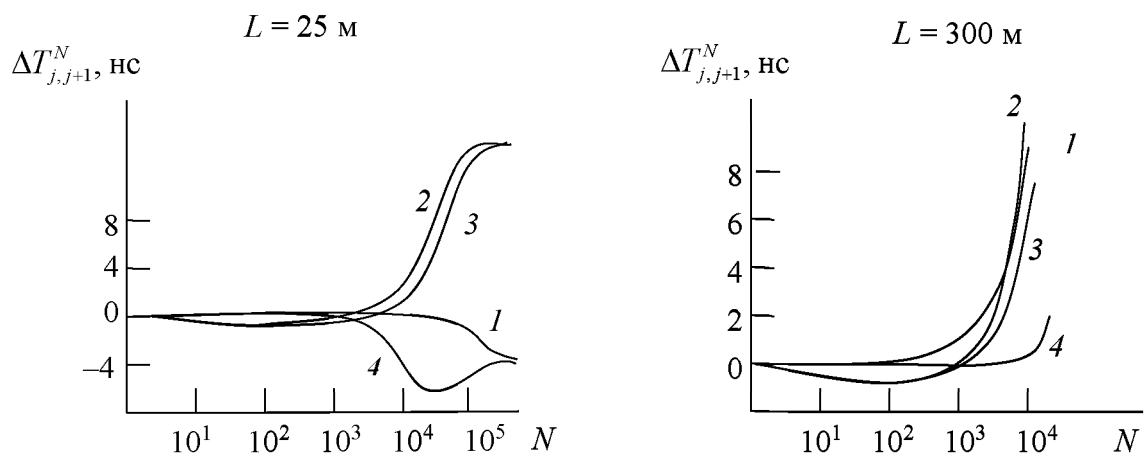


Рис. 5. Изменения величины временных интервалов $\Delta T_{j,j+1}^N$ относительно начальных значений $T_{j,j+1}^H$ в зависимости от номера цикла рециркуляции N :

$$1 - T_{1-2}^N, 2 - T_{2-3}^N, 3 - T_{3-4}^N, 4 - \Delta T_{4-5}^N, T_{1-2}^H = 30 \text{ нс}, T_{2-3}^H = 15 \text{ нс}, T_{3-4}^H = 15 \text{ нс}, T_{3-4}^H = 30 \text{ нс}$$

ИЛ, поскольку, как было показано, временные интервалы между информационными импульсами T , а следовательно и величина межсимвольных помех, от цикла к циклу изменяются сложным образом и зависят от многих параметров.

Экспериментальные исследования влияния режимов работы элементов рециркуляционного контура на стабильность частоты рециркуляции приводились с использованием разработанного макета ОЭРС с периодической регенерацией импульсной последовательности [7, 8], в котором в качестве источника излучения использовался многомодовый ДГС-ИЛ AlGaAs/GaAs, генерирующий на длине волны 0.82 мкм оптические импульсы длительностью 3 нс на полувысоте и фронтом 2 нс. Линия задержки представляла собой отрезки многомодовых градиентных ВС различной длины. В качестве фотоприемника использовался германиевый лавинный фотодиод ЛФД-2А. Относительная долговременная нестабильность частоты рециркуляции ОЭРС составляла $1.5 \cdot 10^{-6}$ при времени измерения 1 с и времени наблюдения 30 мин для длины ВС 500 м (рис. 6 а). Данная величина нестабильности оставалась практически постоянной в диапазоне порогов устройства регенерации от 30 % до 80 % амплитуды циркулирующих импульсов, поскольку в этом интервале фронты импульсов близки к линейным (рис. 6 б). Такая же закономерность наблюдалась и при расчетах [3]. С уменьшением длины ВС стабильность частоты рециркуляции нелинейно уменьшалась (рис. 6 а), что

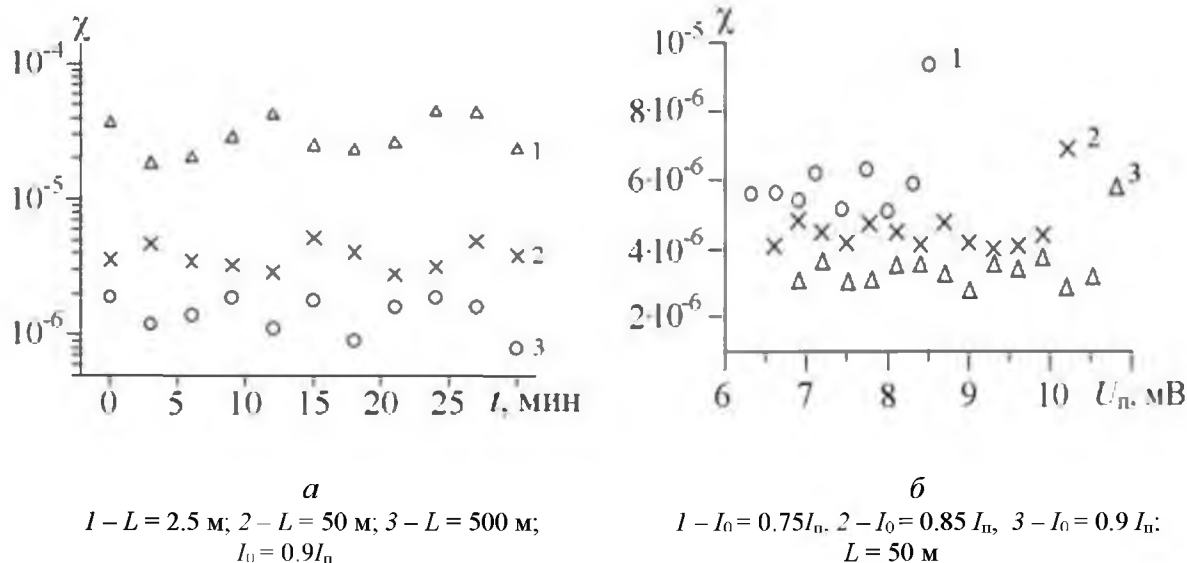


Рис. 6. Экспериментальные значения относительной долговременной нестабильности частоты рециркуляции χ в зависимости от времени наблюдения t (а) и величины порога срабатывания $U_{\text{п}}$ блока регенерации (б) при различных значениях постоянного смещения ИЛ и длины ВС

связано с увеличением числа актов преобразования информационных сигналов "ток-свет-ток" в единицу времени, усилением влияния параметров ИЛ и ЛФД на процесс рециркуляции и, как следствие, различной скоростью накопления ошибок. Установлено также, что флуктуации времени распространения импульса по оптоэлектронному контуру в течение первого цикла рециркуляции при периодическом запуске системы подчиняются гауссовому закону распределения. Показано, что при постоянной амплитуде импульсов тока накачки ИЛ и обеспечении коэффициента лавинного умножения ЛФД в пределах $M \approx 10-12$ система обладает наименьшими флуктуациями, которые уменьшаются при увеличении мощности излучения ИЛ, что соответствует результатам теоретических исследований. Сравнение полученных экспериментальных данных с проведенными теоретическими расчетами, учитывающими различные источники шумов, показали, что при условии поддержания питающих напряжений с точностью не хуже 0.1 % стабильность частоты рециркуляции можно повысить в 2.5 раза.

В оптических системах динамического хранения аналоговая информация может быть представлена в виде временных интервалов между оптическими импульсами принимающими непрерывный ряд значений. Зарегистрировать и определить с высокой точностью (десятки, сотни пикосекунд) временное положение каждого импульса в реальном масштабе времени практически невозможно, поэтому информация сначала записывается в оперативное оптоэлектронное запоминающее устройство, а за-

тем за определенное число периодов рециркуляции считывается. Для решения задачи хранения и считывания оптической информации предлагается использовать полупроводниковый лазер, в котором генерация излучения происходит на двух различных длинах волн. При этом на одной длине волны λ_2 в режиме рециркуляции находятся информационные импульсы, а на другой длине волны λ_1 —импульсы опорной частоты, дающие временную шкалу, относительно которой происходит считывание полезной информации [9]. Разность оптических задержек излучения в световоде Δt на длинах волн λ_1 и λ_2 определяет временное разрешение системы считывания информации, циркулирующей в петле оптоэлектронного запоминающего устройства. При длине волны излучения $\lambda_2 = 1.3$ мкм, $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 5$ нм и длине световода $L = 600$ м временное разрешение системы Δt составляет 0.1 нс. В системе совмещаются режимы хранения, считывания и измерения временного положения информационных импульсов.

Для решения задачи измерения, управления и перестройки длины волны лазерного излучения в качестве дисперсионного элемента использовалась волоконно-оптическая линия задержки. Время распространения оптического излучения в световоде будет зависеть от длины волны излучения. В предлагаемой системе [10] реализуется режим амплитудной модуляции излучения (синусоидальной рециркуляции), при котором период модуляции равен времени оптической задержки излучения в световоде. Измеряя частоту (период) модуляции можно определить показатель преломления световода, а следовательно и длину волны излучения. Диапазон рабочих длин волн $\Delta\lambda$ определяется спектром пропускания волоконно-оптического световода и полосой приемника излучения, и для световода из кварцевого стекла составляет $\Delta\lambda \cong 190...2500$ нм. Для световода длиной $L = 100$ м крутизна характеристики управления системы в видимой области спектра равняется $df/d\lambda = 230$ Гц/нм. При измерении частоты модуляции с точностью 1 Гц (время измерения 1 с), обеспечивается точность измерения и управления длиной волны лазера приблизительно $5 \cdot 10^{-3}$ нм.

Для минимизации погрешности определения временного положения информационных импульсов в ОДЗУ рециркуляционного типа необходимо применять специальные методы стабилизации длины волны излучения лазера. В системе реализуется режим оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн [11], что позволяет одновременно измерять две длины волны излучения и управлять каждой длиной волны генерации двухволнового лазера. При этом обес-

печивается высокая точность и широкий диапазон измерений каждой из длин волн.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований послужили основой для создания частотных волоконно-оптических датчиков рециркуляционного типа с оптическим волокном в качестве чувствительного элемента [12]. Особенностью такого датчика является то, что измерение физической величины осуществляется по частоте рециркуляции одиночного импульса, которая регистрируется достаточно просто и с высокой точностью. При этом предусматривается периодическое восстановление информационного сигнала по амплитуде и длительности на каждом цикле рециркуляции минимизируются ряд погрешностей, связанных с флуктуациями частоты рециркуляции в процессе измерения.

Сравнительный анализ различных конструкций и принципов действия ВОД, предназначенных для измерения температуры, показал, что температурные ВОД рециркуляционного типа на основе ОЭРС по своим характеристикам превосходят наиболее распространенные в настоящее время ВОД для измерения температуры, основанные на регистрации изменения интенсивности света, не уступая им при этом в надежности, простоте и стоимости [13]. Установлено, что с помощью ВОД рециркуляционного типа можно контролировать температуру с точностью $0,1-0,01^{\circ}\text{C}$ в зависимости от типа и длины используемого в качестве чувствительного элемента ВС и в перспективе возможно приблизить метрологические характеристики таких ВОД к параметрам наиболее точных фазовых ВОД интерферометрического типа [14]. Разработана методика оценки дисперсионных параметров многомодовых ВС рециркуляционным способом, которая позволяет определять характеристики отрезков ВС длиной начиная с десятков метров с погрешностью не хуже 1–2 % [15].

Для измерения хроматической дисперсии одномодовых оптических волокон предлагается рециркуляционный метод, основанный на оптоэлектронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн [15]. В качестве излучателя в системе используется лазерный диод на основе асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры, обеспечивающий генерацию зондирующего излучения на двух различных длинах волн. Переключение длины волны генерации с λ_1 на λ_2 происходит при изменении тока инжекции. Разность длин волн генерации $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ для таких лазерных диодов достигает значений 20–70 нм. В системе по значению частоты рециркуляции на различных длинах волн, определяется разность оптических задержек излучения в световоде и, следовательно, разность показателей преломления на этих длинах волн, что позволяет получить информацию о дисперсии данного оптического волокна, а также измерить его длину.

Литература

1. *Коростик К. Н., Малевич И. А., Поляков А. В.* Влияние температуры на параметры оптоэлектронного динамического запоминающего устройства // ДАН Беларуси. 1996. Т. 40, № 4. С. 54–58.
2. *Коростик К. Н., Поляков А. В.* Математическая модель для разработки оптоэлектронных динамических запоминающих устройств с заданными параметрами // Весці НАН Беларусі. Сер.фіз.-мат.навук. 2000. № 3. С. 110–115.
3. *Коростик К. Н., Кузьмин К. Г., Поляков А. В.* Температурная стабильность частоты рециркуляции в замкнутом оптоэлектронном контуре с инжекционным лазером-излучателем // ИФЖ. 1998. Т. 71, № 4. С. 680–684.
4. *Кузьмин К. Г., Поляков А. В.* Моделирование процесса хранения аналоговой информации в волоконно-оптическом запоминающем устройстве рециркуляционного типа // Вестник Белорус. гос. универ. Сер.1. 2000. № 1. С. 29–33.
5. *Коростик К. Н., Кузьмин К. Г., Поляков А. В.* Влияние импульсного нагрева активной области инжекционного лазера на динамику хранения импульсной последовательности в оптоэлектронном рециркуляционном контуре // ИФЖ. 2001. Т. 74, № 2. С. 93–97.
6. *Поляков А. В.* Влияние температурных и динамических эффектов в полупроводниковом лазере на рециркуляционное хранение информации // Оптический журнал. 2002. Т. 69, № 7. С. 28–32.
7. *Poliakov A. V.* Bit-serial opto-electronic delay-line memory // Electronical Engineering and Electronics: Materials 20th Int. Sc. Symp. of Students and Young Research Workers Vol. II., Zielona Gora: Technical University, 1998. P. 119–122.
8. *Кузьмин К. Г., Поляков А. В.* Исследование стабильности временных параметров волоконно-оптических рециркуляционных систем // Лазерная физика и спектроскопия: Материалы IV Междунар. науч. конф. Ч.2. Гродно: ГрГУ, 1999 г. С. 259–261.
9. Патент РБ №4636 Козлов В. Л., Чубаров С. И. Оптоэлектронное запоминающее устройство рециркуляционного типа. 2002 г.
10. Патент РБ по №4388 Козлов В. Л., Чубаров С. И. Устройство измерения длины волны когерентного оптического излучения. 2001 г.
11. *Kozlov V. L., Chubarov S. I.* Sensor for control and stabilization of laser wavelength // Czujniki Optoelektroniczne i Elektroniczne COE 2000: VI Konferencja Naukowa, Gliwice, Poland: Instytut Automatyki, 2000. P. 383–385.
12. Прецизионный волоконно-оптический датчик на основе оптоэлектронной рециркуляционной системы / К. Г. Кузьмин, И. А. Малевич, А. В. Поляков, С. И. Чубаров // Измерительная техника. 1999. № 7. С. 32–35.
13. *Поляков А. В.* Рециркуляционный волоконно-оптический датчик температуры // Измерительная техника. 2002. № 4. С. 40–43.
14. *Кузьмин К. Г., Поляков А. В., Чубаров С. И.* Метрологический анализ волоконно-оптических датчиков рециркуляционного типа // Измерительная техника. 2001. № 2. С. 24–27.
15. *Поляков А. В., Чубаров С. И.* Определение дисперсионных характеристик многомодовых оптических волокон рециркуляционным способом // Датчики и системы. 2002. № 3. С. 12–15.

М. М. Кугейко, И. А. Малевич, Д. М. Оношко

**КОНЦЕПЦИЯ «БЕЗАПРИОРНОСТИ»
В ЛАЗЕРНО-ЛОКАЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКЕ
ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ**

Введение

Задача обработки информации в лазерно-локационных измерениях подразумевает не только установление функциональных связей между получаемой информацией и определяемой характеристикой, но и интерпретацию косвенной информации об исследуемом объекте (т. е. решение обратной задачи). Практически во всех случаях задача интерпретации получаемой косвенной информации является многопараметрической и часто некорректной обратной задачей. Вследствие этого для получения количественных значений определяемых характеристик требуется использование априорной информации или допущений об исследуемом объекте, т.е. решение проводится в рамках математической модели объекта исследования. Для некорректных обратных задач устойчивость решения зависит от погрешности получения косвенной информации. В связи с этим в задаче обработки данных лазерно-локационных измерений необходимо разработать такие способы обработки информации, которые позволили бы максимально исключить априорную информацию или допущения об исследуемом объекте, необходимость внесения поправок на фон и дрейф показания приборов, влияние окружающей среды и т. д. Суть данной концепции относительно задачи интерпретации данных лазерно-локационного зондирования заключается в минимальном использовании априорной информации и допущений об исследуемой среде, в максимальном исключении влияния аппаратуры и используемых физических процессов на результаты измерений, в получении опорных (калибровочных) значений определяемых параметров без проведения дополнительных независимых измерений [1].

Для решения задачи определения первичных оптических характеристик лидарными методами подход, основанный на концепции «безаприорности», наиболее полно изложен в [2] и требует дальнейшего рассмотрения проблемы локальной и интегральной калибровки из измеряемых сигналов обратного рассеяния (СОР). Данная проблема связана с информацией о профилях определяемой оптической характеристики $\varepsilon(r)$ и коррекцией сигналов обратного рассеяния при использовании в ряде методов предположении о постоянстве индикатрисы рассеяния в направлении назад $\bar{g}_\pi$. Методика определения прозрачности протяженного участка

$T(r_i, r_j)$ (интегральная калибровка) и значения коэффициента ослабления в точке $\varepsilon(r_i)$ (локальная калибровка), используемых в качестве опорных значений, основана на измерении накопленных сигналов обратного рассеяния, восстановленных на квадрат расстояния, для перекрывающихся хотя бы на ширину измерительного канала интервалов. Коррекция сигналов обратного рассеяния требует выделения границ качественного изменения состава рассеивающей среды и установления величины коэффициента коррекции.

В теории измерений принято различать прямые, косвенные, совместные и совокупные измерения. Каждая категория измерений связана с определенным способом обработки экспериментальных данных.

При прямых измерениях объект исследования приводят во взаимодействие со средством измерения и по показаниям последнего отсчитывают значение определяемой величины. Порой показания прибора уменьшают на некоторый коэффициент, вводят поправки и т.д.

При косвенных измерениях искомое значение определяемой величины находят на основании известной зависимости между искомой и измеряемой (обычно, путем прямых измерений) величинами. Совместные и совокупные измерения по способам нахождения искомого значения определяемых величин довольно близки: в обоих случаях искомые значения находят путем решения системы уравнений, коэффициенты и отдельные члены в которых получены в результате измерений (обычно, прямых). Основное отличие состоит в том, что при совокупных измерениях одновременно определяют несколько одноименных величин, а при совместных – несколько разноименных.

В локационных оптических задачах одновременное измерение нескольких разноименных величин требует определения величины СОР и параметров, определяющих его величину, что практически неосуществимо. Использование совокупных измерений в локационных оптических исследованиях предполагает определение нескольких СОР. Регистрация СОР на нескольких длинах волн (спектральные измерения), при различных углах рассеяния (нефелометрические измерения), при различной поляризации и т.п., не позволяет получить число уравнений, превышающее или равное числу неизвестных. Действительно, уравнение оптической локации содержит два неизвестных параметра – коэффициент ослабления ε и коэффициент обратного рассеяния β_π . Их зависимость от λ приводит к тому, что при измерениях СОР, например на двух длинах волн, число неизвестных возрастает до четырех, т.к. $\varepsilon(\lambda_1) \neq \varepsilon(\lambda_2)$, $\beta_\pi(\lambda_1) \neq \beta_\pi(\lambda_2)$ и т.д.

Таким образом, в локационных оптических экспериментах наиболее трудным для воплощения совокупных измерений оказывается поиск особенностей, при которых увеличение измеряемых сигналов не приводит к изменению числа определяемых неизвестных величин. Для решения проблемы получения опорных (калибровочных) значений без проведения дополнительных независимых измерений в [1] предложена идея использования в качестве совокупных измерений СОР от перекрывающихся интервалов зондирования.

Ниже оцениваются алгоритмы получения калибровочных значений $\varepsilon(r_k)$ и $T(r_0, r_k)$, разработанные в рамках концепции «безаприорности» и использующие информацию, которая содержится в самих сигналах обратного рассеяния, в рамках предположений, требуемых для обеспечения работоспособности известных способов интерпретации измеряемых сигналов в зависимости от профиля оптических характеристик для возможных атмосферных и гидросферных ситуаций и на различных участках трасс [3–6]. Обсуждается эффективность использования получаемых по предлагаемым алгоритмам оценок калибровочных значений для различных схем (методов) обработки сигналов [7–10]. Оценивается эффективность коррекции лидарных сигналов на степень изменения качественного состава среды при восстановлении профиля $\varepsilon(r)$ [3, 7, 10].

1. Определение опорных (калибровочных) значений оптических характеристик

Рассмотрим произвольный участок трассы зондирования $[r_1, r_4]$. Применяя идею использования совокупных измерений для перекрывающихся интервалов зондирования, запишем выражения для СОР $I_1 \div I_5$, соответствующие накоплению их на участках $[r_1, r_2]$, $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_4]$, $[r_3, r_4]$ и $[r_2, r_3]$, в виде

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_{r_1}^{r_2} S(z) dz = 0.5 A P_0 \bar{g}_\pi(r_1, r_2) T^2(0, r_1) [1 - T^2(r_1, r_2)], \\ I_2 &= \int_{r_1}^{r_3} S(z) dz = 0.5 A P_0 \bar{g}_\pi(r_1, r_3) T^2(0, r_1) [1 - T^2(r_1, r_2) T^2(r_2, r_3)], \\ I_3 &= \int_{r_2}^{r_4} S(z) dz = 0.5 A P_0 \bar{g}_\pi(r_2, r_4) T^2(0, r_1) T^2(r_1, r_2) [1 - T^2(r_2, r_3) T^2(r_3, r_4)], \quad (1) \end{aligned}$$

$$I_4 = \int_{r_3}^{r_4} S(z) dz = 0.5 AP_0 \bar{g}_\pi(r_3, r_4) T^2(0, r_1) T^2(r_1, r_2) T^2(r_2, r_3) [1 - T^2(r_3, r_4)],$$

$$I_5 = \int_{r_2}^{r_3} S(z) dz = 0.5 AP_0 \bar{g}_\pi(r_2, r_3) T^2(0, r_1) T^2(r_1, r_2) [1 - T^2(r_2, r_3)].$$

Запись данных пяти функционалов $I_1 \div I_5$ обусловлена использованием разбиения анализируемого участка $[r_1, r_4]$ на три последовательных интервала $[r_1, r_2]$, $[r_2, r_3]$ и $[r_3, r_4]$. Только в этом случае можно получить более двух перекрывающихся интервалов (при разбиении на два участка $[r_1, r_2]$, $[r_2, r_3]$ перекрывающихся интервалов может быть только два $[r_1, r_3]$, $[r_1, r_2]$ или $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_3]$, что не будет удовлетворять решению системы с числом неизвестных более двух). Степень перекрытия интервалов накопления определяется решаемой задачей, т.е. определяется ли локальное значение оптической характеристики, например $\varepsilon(r)$, или интегральное значение $T(r_i, r_j)$. Минимальное перекрытие соответствует ширине одного канала регистрации СОР.

Поскольку в лазерной локации не решается задача определения истинного профиля регистрируемого сигнала, то критерий задания ширины канала регистрации несколько иной, чем в теории измерений (в частности, не по теореме Котельникова). Если регистрировать соответствующее длительности зондирующего импульса мгновенное значение СОР, то ввиду малости коэффициента обратного рассеяния регистрируемое значение СОР находится во многих ситуациях ниже шумового значения. Поэтому для получения приемлемого отношения сигнал/шум при послыке зондирующего импульса требуется накопление СОР от заданного участка среды, через который проходит данный импульс. Иными словами,

задается временной интервал $\Delta t = \frac{2\Delta r}{c}$, соответствующий ширине Δr

участка накопления СОР (пространственное разрешение). Выбор длительности Δt канала регистрации СОР выбирается из условия превышения половинной разности СОР $\Delta S = S_{i+1} - S_i$ от двух соседних точек трассы зондирования абсолютной ошибки Δ измерения СОР в данных точках, т. е. $\frac{\Delta S}{2} > \Delta$. Связь пространственного разрешения Δr (а, значит и ширины канала регистрации СОР Δt) с параметрами, характеризующими исследуемую среду и погрешность измерительной аппаратуры, имеет вид [11]

$$\Delta r > \frac{S_m}{3.9} \ln(1 - 2\delta S), \quad (2)$$

где $S_m = \frac{3.9}{\varepsilon}$ – метеорологическая дальность видимости, δS – погрешность измерения СОР. Физический смысл данного выражения заключается в том, что при погрешности измерения сигналов более 50% проводить обработку результатов измерений становится невозможным из-за физической бессмысленности получаемых результатов. При $\delta S \leq 50\%$ определяется минимальное Δr , с которым можно проводить измерения.

Сказанное выше соответствует и определению элементарного рассеивающего объема в оптике рассеивающих сред, под которым понимается такой объем, в котором количество поглощенного и рассеянного излучения пропорционально размеру объема. Это осуществляется при выполнении следующих требований: а) интенсивность внешнего света в пределах объема остается практически постоянной; б) число частиц достаточно велико, чтобы можно было пользоваться статистикой и применять метод исчисления бесконечно малых. Исходя из вышесказанного линейные размеры такого объема в чистой атмосфере исчисляются сотнями метров, а у мутного коллоидного раствора – долями миллиметра.

Обозначив в (1) $T^2(r_1, r_2) = a_1$, $T^2(r_2, r_3) = a_2$, $T^2(r_3, r_4) = a_3$, $T^2(0, r_1) = a_0$, $0.5AP_0 = B$, $g_\pi(r_1, r_2) = x_1$, $g_\pi(r_1, r_3) = x_2$, $g_\pi(r_2, r_4) = x_3$, $g_\pi(r_3, r_4) = x_4$, $g_\pi(r_2, r_3) = x_5$, запишем (1) в виде

$$\begin{aligned} I_1 &= Bx_1a_0(1 - a_1), \\ I_2 &= Bx_2a_0(1 - a_1a_2), \\ I_3 &= Bx_3a_0a_1(1 - a_2a_3), \\ I_4 &= Bx_4a_0a_1a_2(1 - a_3), \\ I_5 &= Bx_5a_0a_1(1 - a_2), \end{aligned} \quad (3)$$

Очевидно, что корректного решения системы уравнений I_i ($i = 1, \dots, 5$) относительно a_i ($i = 0, \dots, 3$) не существует, т.к. число неизвестных a_i , x_i превышает число используемых уравнений. Решения системы (3) получены в [1, 6] при использовании некоторых допущений о среде по трассе зондирования. Можно выделить три следующих варианта модели среды.

Модель среды $a_1 \approx a_3$. В этом случае решение относительно a_1 можно получить, рассматривая функционалы I_2 и I_3 системы (3):

$$a_1 = \frac{I_3x_3}{I_2x_2}. \quad (4)$$

Используемое допущение $a_1 \approx a_3$ означает примерное равенство прозрачностей участков $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$. Для малых (непротяженных) участков $([r_i, r_j] \rightarrow 0)$ практически всегда данное условие выполняется. Таким образом, если участки $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$, будут соответствовать ширине канала регистрации сигнала обратного рассеяния (стробу), обычно малому, то получим

$$\begin{aligned} T^2(r_1, r_2) &= a_1 = \frac{I_3}{I_2}, \\ \varepsilon(\Delta r) &= -0.5 \ln \left(\frac{I_3}{I_2} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

так как отношение $\frac{x_3}{x_2} \approx 1$, т. е. для протяженных перекрывающихся участков трассы зондирования $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_4]$, отличающихся на величину $\Delta r \rightarrow 0$, среднее значение лидарного отношения $g_\pi(r_1, r_3) \approx g_\pi(r_2, r_4)$ для большинства встречающихся реальных ситуаций. Не будет выполняться условие $x_3/x_2 \approx 1$ и особенно $a_1 \approx a_3$ только в случае попадания участка $[r_1, r_3]$ или $[r_2, r_4]$ на границу раздела двух различных рассеивающих сред (границу резкого изменения состава и концентрации рассеивающего вещества).

Получаемое из (5) значение коэффициента ослабления на участке Δr можно использовать в качестве опорного (калибровочного) для методик расчета оптических характеристик, требующих знания локальных опорных значений (при $\Delta r \rightarrow 0$). Последовательное смещение функционалов I_2 , I_3 на величину пространственного разрешения можно использовать для получения и профилей $\varepsilon(\Delta r)$ на участке трассы зондирования.

При использовании (5) для определения прозрачности a_1 протяженного участка $[r_1, r_2]$ (для $(r_2 - r_1) \rightarrow \infty$) предположения $a_1 \approx a_3$, $\frac{x_3}{x_2} \approx 1$ являются более жесткими (менее выполнимыми), чем для случая $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$. Действительно, равенство прозрачности для двух разнесенных протяженных участков трассы зондирования может выполняться для значительно меньшего числа атмосферных и гидросферных ситуаций, чем равенство прозрачности малых участков.

Естественно получение алгоритмов интегральной калибровки (определение прозрачности протяженного участка) при использовании не жестких предположений об a_1 и a_3 . Если рассматривать функционалы I_1 , I_2 , I_3 , I_4 системы (3), то можно получить выражение для a_2 :

$$a_2 = \frac{x_1 x_3}{x_2 x_4} \frac{I_2 I_4}{I_1 I_3}. \quad (6)$$

Полученное выражение (6) наиболее полно удовлетворяет ситуации при $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$, $(r_4 - r_3) \rightarrow 0$. При этом $T(r_1, r_2)$, $T(r_3, r_4)$ стремятся к единице практически в любых атмосферных и гидросферных ситуациях (а это и означает выполнение условия $a_1 \approx a_3$). Равно единице и отношение $\frac{(x_1 x_3)}{x_2 x_4}$ во всех случаях, соответствующих случайному процессу с некор-

релированными значениями ε , g_π по исследуемой трассе зондирования.

Таким образом, если лидарные отношения по исследуемой квазистационарной трассе являются независимыми или слабо коррелированными величинами (а это соответствует множеству атмосферных и гидросферных трасс), то $\frac{(x_1 x_3)}{x_2 x_4} \approx 1$. С учетом этого (6) принимает вид

$$T^2(r_2, r_3) = a_2 = \frac{I_2 I_4}{I_1 I_3}. \quad (7)$$

Получаемые из (7) значения прозрачности можно использовать в качестве опорных (калибровочных) для известных методик, требующих знания интегральных опорных значений прозрачности протяженных участков трассы (вариант решения проблемы интегральной калибровки). Используемые при этом допущения в значительной степени менее жесткие, чем для варианта локальной калибровки (5), т.к. не требуют предположений или допущений о поведении лидарного отношения по трассе.

Модель среды $a_2 \approx a_3$. Решение системы уравнений из функционалов I_i возможно и с использованием предположения $a_2 \approx a_3$. В этом случае участки a_2 и a_3 должны располагаться в конце протяженного участка и быть малыми, т.е. $(r_3 - r_2) \rightarrow 0$, $(r_4 - r_3) \rightarrow 0$. С учетом предположения $a_2 \approx a_3$ решение системы уравнений для функционалов I_1 , I_2 , I_4 , I_5 (используемое предположение выполняется практически для всех атмосферных и гидросферных ситуаций за исключением случая попадания одного из участков на границу раздела сред) имеет вид

$$a_1 = T^2(r_1, r_2) = \frac{m I_2 - I_1}{m I_2 - \frac{n I_1 I_4}{I_5}}, \quad (8)$$

$$\text{где } m = \frac{\overline{g_\pi(r_1, r_2)}}{g_\pi(r_1, r_3)}, \quad n = \frac{\overline{g_\pi(r_2, r_3)}}{g_\pi(r_3, r_4)}.$$

Для протяженных участков $[r_1, r_2]$, $[r_1, r_3]$ рассеивающих сред m практически во всех ситуациях с большой точностью равно единице, даже в случае границы раздела сред на $[r_1, r_2]$. Сложнее обстоит дело с выбором участков $[r_2, r_3]$, $[r_3, r_4]$ с равными средними значениями $g_\pi(r)$ для двух соседних участков трассы. Однако в рамках используемых предположений о том, что $g_\pi(r) = \text{const}$ или медленно меняющаяся от точки к точке функция, будет равна единице и величина n . Выражение для прозрачности участка $[r_1, r_2]$ в этом случае имеет вид

$$T^2(r_1, r_2) = \frac{I_2 - I_1}{I_2 - \frac{I_1 I_4}{I_5}}, \quad (9)$$

и его можно использовать для определения опорного (калибровочного) значения в методиках с интегральной калибровкой.

В случае неоднородных рассеивающих сред (с большим разбросом $g_\pi(r)$) применение алгоритма (9) определяется наличием участков, удовлетворяющих условию:

$$\delta\beta_\pi < \exp(2\varepsilon\Delta r) - 1, \quad (10)$$

следующему из необходимости получения корректного результата (прозрачность не должна быть больше 1 или меньше 0). Здесь $\delta\beta_\pi = \frac{\Delta\beta_\pi}{\beta_\pi}$ —

степень неоднородности среды.

Модель среды $a_1 \approx a_2$. Рассмотренный алгоритм (9) позволяет определять прозрачность протяженных начальных участков трасс зондирования. Аналогичный результат для прозрачности конечных участков (соответствует более устойчивому решению задачи восстановления профилей оптических характеристик) можно получить, если предположить, что $a_1 \approx a_2$. Участки $[r_1, r_2]$, $[r_2, r_3]$, соответствующие функционалам I_1 , I_5 , должны быть при этом малыми ($[r_1, r_2] \rightarrow 0$, $[r_2, r_3] \rightarrow 0$). Относительно a_1 , a_3 решается система, в которую входят функционалы I_1 , I_3 , I_4 , I_5 [12]:

$$a_3 = T^2(r_3, r_4) = \frac{x_3 I_4 - \frac{(x_1 x_4 I_3 I_5)}{(x_5 I_1)}}{(x_3 I_4 - x_4 I_3) \left(\frac{x_1 I_5}{x_5 I_1} \right)}. \quad (11)$$

В рамках используемого известными методами предположения о том, что $g_\pi(r) = \text{const}$ или медленно изменяющаяся от точки к точке функция, выражение (11) преобразуется к виду

$$T^2(r_3, r_4) = \frac{I_4 - \frac{I_3 I_5}{I_1}}{(I_4 - I_3) \frac{I_5}{I_1}}. \quad (12)$$

Выражение (12), таким образом, также можно использовать для проведения интегральной калибровки в методах восстановления оптических характеристик при допущении о постоянстве лидарного отношения по исследуемой трассе. В то же время, так как на вид полученного только что выражения (12) не влияют границы раздела сред на $[r_3, r_4]$, то его можно эффективно применять при определении прозрачности и по глоссаде.

2. Коррекция лидарных сигналов на степень неоднородности среды

Рассмотрим случай лидарного зондирования двухслойной рассеивающей среды (например, атмосфера–облако). Относительное изменение индикатрисы рассеяния в направлении назад от слоя i к слою j можно выразить через параметр $q_{ij} = \frac{\overline{g_{\pi j}}}{\overline{g_{\pi i}}}$, где $\overline{g_{\pi i}}$, $\overline{g_{\pi j}}$ – соответственно, средние значения индикатрисы рассеяния в направлении назад в слоях i и j [1, 2, 6, 8, 9].

Выражение (12) с учетом связи между $\beta_\pi(r)$ и $\varepsilon(r)$ можно записать в виде

$$\psi(r) = \varepsilon(r) \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^r \varepsilon(z) dz \right\},$$

где $\psi(r) = P(r)r^2 A^{-1} g_\pi^{-1} T^{-2}(0, r_0)$ – экспериментально определяемая функция. Сравним экспериментально определяемые функции для произвольной точки r в слоях i и j , т. е.

$$\begin{aligned} \psi_i(r) &= S(r) C_i, \\ \psi_j(r) &= S(r) C_j, \end{aligned} \quad (13)$$

где $S(r) = P(r)r^2$, $C_i = A^{-1} g_{\pi i}^{-1}(r) T^2(0, r_0)$, $C_j = A^{-1} g_{\pi j}^{-1}(r) T^2(0, r_0)$.

Из (13) следует, что при переходе от слоя i к слою j происходит изменение функции $\psi(r)$ за счет изменения индикатрисы рассеяния в направлении назад. Величина этого изменения равна $q_{ij} = \frac{\overline{g_{\pi j}}}{\overline{g_{\pi i}}}$, т. к.

$C_j = \frac{C_i}{g_{ij}}$. Это означает, что при расчете $\varepsilon(r)$ в слое j необходимо произво-

дить изменение константы C_i , используемой для слоя i , на величину q_{ij} . Физический смысл коррекции состоит в изменении величины СОР до такого уровня, который соответствует случаю постоянства $g_{\pi}(r)$ на трассе (неизменности микроструктуры рассеивателей). При этом величина коэффициента коррекции не будет априорно вносимой, а определяется исходя из анализа поведения профиля сигнала. Таким образом, для корректного использования методик, требующих предположения $\overline{g_{\pi j}} = \text{const}$, в случае многослойных сред необходимо изменение уровня эхо-сигнала при используемом предположении, и задача более корректного восстановления $\varepsilon(r)$ в случае одночастотного зондирования многослойных сред определяется заданием относительного изменения индикатрисы рассеяния в направлении назад в выделенных слоях, выражаемого через коэффициент коррекции q_{ij} .

Для получения алгоритма определения величины коэффициента коррекции q_{ij} также используются совокупные измерения, основанные на измерении СОР, накопленных на перекрывающихся интервалах зондирования. Согласно [1, 6], для функционалов вида $I_6 = I(r_i, r_i + \Delta r_i)$, $I_7 = I(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i)$ (слой «атмосфера») и $I_8 = I(r_j, r_j + \Delta r_j)$, $I_9 = I(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j)$ (слой «облако») имеем

$$I_6 = \int_{r_i}^{r_i + \Delta r_i} S(z) dz, \quad I_7 = \int_{r_i + \Delta r_i}^{r_i + 2\Delta r_i} S(z) dz, \quad I_8 = \int_{r_j}^{r_j + \Delta r_j} S(z) dz, \quad I_9 = \int_{r_j + \Delta r_j}^{r_j + 2\Delta r_j} S(z) dz,$$

где r_i, r_j – произвольные точки в слоях i, j , $\Delta r_i, \Delta r_j$ – произвольные и не обязательно равные). При выполнении внутри слоев i, j условий

$$\begin{aligned} \overline{g_{\pi}}(r_i, r_i + \Delta r_i) &= \overline{g_{\pi}}(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i) = \overline{g_{\pi i}}, \\ \overline{g_{\pi}}(r_j, r_j + \Delta r_j) &= \overline{g_{\pi}}(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j) = \overline{g_{\pi j}}, \\ T(r_i, r_i + \Delta r_i) &= T(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i) = T(\Delta r_i), \\ T(r_j, r_j + \Delta r_j) &= T(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j) = T(\Delta r_j) \end{aligned} \quad (14)$$

можно записать следующую систему:

$$\begin{aligned} I_6 &= 0.5 A P_0 \overline{g_{\pi i}} T^2(0, r_i) [1 - T^2(\Delta r_i)], \\ I_7 &= 0.5 A P_0 \overline{g_{\pi i}} T^2(0, r_i) T^2(\Delta r_i) [1 - T^2(\Delta r_i)], \\ I_8 &= 0.5 A P_0 \overline{g_{\pi j}} T^2(0, r_j) T^4(\Delta r_j) T^2(r_i + 2\Delta r_i, r_j) [1 - T^2(\Delta r_j)], \end{aligned} \quad (15)$$

$$I_9 = 0.5AP_0\overline{g_{\pi j}}T^2(0, r_i)T^4(\Delta r_i)T^2(r_i + 2\Delta r_i, r_j)T^2(\Delta r_j)[1 - T^2(\Delta r_j)].$$

Её решение относительно q_{ij} запишется как

$$q_{ij} = \frac{\overline{g_{\pi j}}}{g_{\pi i}} = \left[\frac{I_8}{I_7} \right]^2 \frac{I_6 - I_7}{I_8 - I_9} T^{-2}(r_i + 2\Delta r_i, r_j). \quad (16)$$

В случае слоисто-однородных рассеивающих сред с резкими границами раздела сред для соседних слоев величина $T^{-2}(r_i + 2\Delta r_i, r_{i+1}) \approx 1$ и выражение (16) упрощается

$$q_{i,i+1} = \frac{\overline{g_{\pi i+1}}}{g_{\pi i}} = \left[\frac{I_8}{I_7} \right]^2 \frac{I_6 - I_7}{I_8 - I_9}. \quad (17)$$

Как видно из (16) и (17), определение $q_{i,i+1}$ для прилегающих друг к другу слоев с резкими (непротяженными) границами раздела не требует знания величины $T^2(r_i + 2\Delta r_i, r_{i+1})$. Для протяженных границ раздела требуется определение прозрачности участков, включающих границы раздела. Поскольку в переходных участках слоев $g_{\pi}(r)$ непостоянно, алгоритм определения $T^2(r_i + 2\Delta r_i, r_j)$ должен быть устойчивым к разбросу индикатрисы $g_{\pi}(r)$. Кроме того, в случае протяженных границ раздела непосредственное использование идеи коррекции COP (17) внутри переходных слоев методически невозможно из-за невыполнения условий (14). Таким образом, идея коррекции в рассмотренном выше виде для переходных слоев неприменима.

Эффективность использования коррекции лидарных сигналов (17) в многослойных слоисто-однородных рассеивающих средах с резкими границами раздела показана в работе [7] посредством численного моделирования восстановления профиля коэффициента ослабления. Ниже (рис. 1, 2) приводятся результаты моделирования для трехслойной рассеивающей среды с резкими границами раздела сред.

По заданным профилям $\varepsilon(r)$ и лидарного отношения $g_{\pi}(r)$ в приближении однократного рассеяния по (1) рассчитывался отраженный назад сигнал, далее на него накладывалась случайная ошибка в пределах 3%. Кривая 1 на рис. 1 – заданный профиль $g_{\pi}(r)$, а кривая 2 – заданный профиль $\varepsilon(r)$. Восстановление коэффициента ослабления $\varepsilon^*(r)$ (кривая 3) для произвольных точек r заданной трассы проводилось методом последовательных слоев. Калибровочная точка r_k задавалась на начальном участке трассы зондирования и значение коэффициента ослабления в ней предполагалось известным. Как видно из рис. 2, значительное различие в значениях задаваемого профиля $\varepsilon(r)$ (кривая 2) и восстановленного $\varepsilon^*(r)$

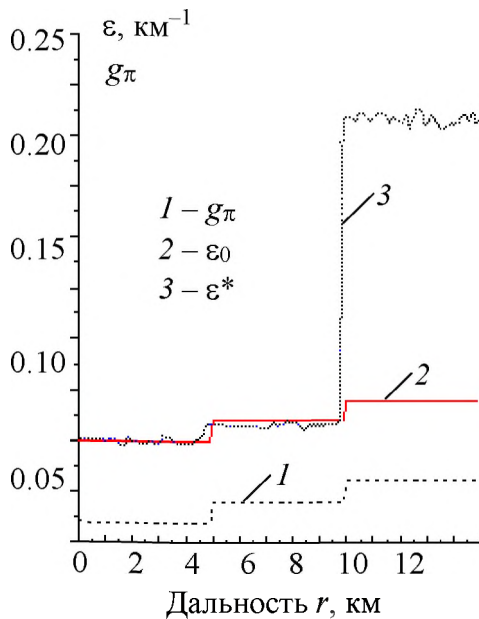


Рис.1. Результаты восстановления коэффициента ослабления $\varepsilon^*(r)$ (кривая 3) методом последовательных слоев. Кривая 1 – заданный профиль $g_\pi(r)$, кривая 2 – заданный профиль $\varepsilon(r)$. Коррекция СОР проводилась по первому скачкообразному изменению оптических характеристик

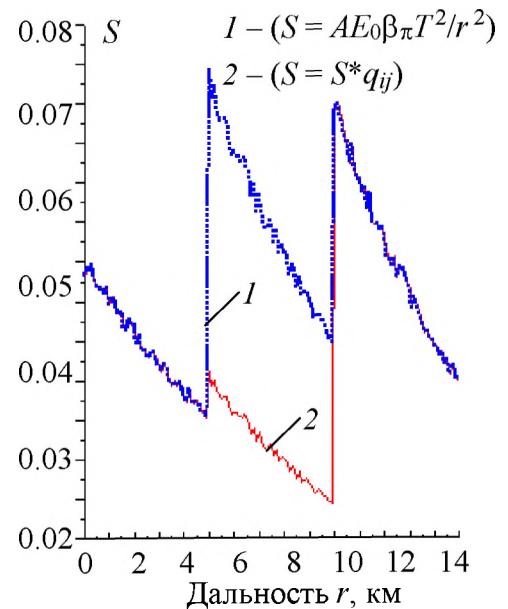


Рис.2. Профили СОР. Кривая 1 – рассчитанный по (1) СОР, умноженный на квадрат расстояния; кривая 2 – тот же СОР, но с коррекцией по первому скачку в изменении качественного состава рассеивающей среды (участок трассы 5–10 км)

(кривая 3) наблюдается на последнем участке трассы, где погрешность восстановления достигает величины до 180 %; тогда как на начальном участке, где задавалось калибровочное значение $\varepsilon(r_k)$, и на среднем участке, где проводилась коррекция СОР (коэффициент коррекции q_{ij} рассчитывался по формуле (17)), погрешность восстановления незначительна.

Соответствующие СОР приведены на рис. 2. Кривая 1 отображает рассчитанный по (1) СОР, умноженный на квадрат расстояния; а кривая 2 – тот же СОР, но с коррекцией по первому скачку в изменении качественного состава рассеивающей среды (участок трассы 5 – 10 км).

Рис. 3 иллюстрирует случай восстановления профиля $\varepsilon(r)$ (кривая 3) при заданных профилях $g_\pi(r)$ (кривая 1) и $\varepsilon(r)$ (кривая 2) в случае наложения на рассчитанный СОР случайной ошибки в пределах 3%. Опорное калибровочное значение $\varepsilon(r_k)$ для метода последовательных слоев считалось известным в первом слое при наличии 10% случайной ошибки и коррекция СОР проводилась только для второго участка с перепадом $g_\pi(r)$.

Необходимо отметить, что решение проблемы калибровки для многослойных сред с изменяющимся от слоя к слою качественным составом

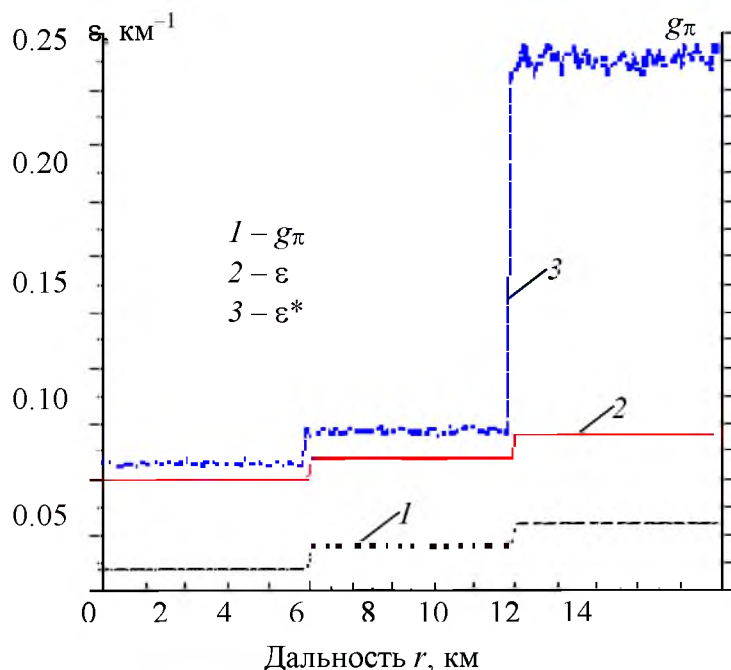


Рис. 3. Результаты восстановления коэффициента ослабления $\varepsilon^*(r)$ (кривая 3) методом последовательных слоев при наложении на СОР случайной ошибки в пределах 3 %. Кривая 1 – заданный профиль $g_\pi(r)$; кривая 2 – заданный профиль $\varepsilon(r)$. Коррекция СОР проводилась по первому скачкообразному изменению оптических характеристик

усложняется необходимостью установления опорных значений измеряемых параметров внутри каждого слоя. Однако, как видно из вышеизложенного, для тех атмосферных и гидросферных ситуаций, где применимо приближение слоисто-неоднородных сред с резкими границами, использование коррекции СОР (17) позволяет выбирать алгоритм определения опорного (калибровочного) значения оптической характеристики из измеряемого СОР в любом из слоев. При этом используется тот же СОР, который измеряется для определения профиля оптических характеристик по исследуемой трассе и не требуется установление опорных значений определяемой характеристики внутри каждого слоя [7].

3. Метод определения оптических характеристик переходных участков слоисто-неоднородных рассеивающих сред

Анализ эффективности существующих методов определения оптических характеристик рассеивающих сред, проведенный выше, показывает, что восстановление профилей коэффициентов ослабления в многослойных слоисто-неоднородных рассеивающих средах с протяженными (размытыми) переходными участками между слоями требует учета ослабления СОР на этих участках в алгоритме определения коэффициента кор-

рекции на степень неоднородности среды. Из-за невыполнения условий равенства средних значений $g_{\pi}(\Delta r_i)$ и $T^2(\Delta r_i)$ в соседних точках использование известного алгоритма коррекции для определения профиля коэффициента ослабления внутри переходных участков становится невозможным. Требуется решения и проблема установления границ переходных участков.

Рассматриваемое ниже решение задачи определения профилей оптических характеристик неоднородных рассеивающих сред основано на выделении границ неоднородности из анализа СОР, коррекции сигналов на степень изменения качественного состава рассеивающей среды в слоях с учетом ослабления на переходных участках, интерполяции сигналов на участках раздела (переходных участках) слоев.

Прозрачность участка границы раздела сред. Необходимость учета ослабления СОР на протяженных участках раздела сред при использовании коэффициента коррекции на степень неоднородности среды (16) требует определения прозрачности данного участка раздела $T^2(r_i, r_j)$. Поскольку переходные участки раздела слоев в общем случае не удовлетворяют условию постоянства ни качественного состава (характеризуемого $g_{\pi}(r)$), ни количественного (характеризуемого $\varepsilon(r)$), алгоритм определения $T^2(r_i, r_j)$ должен быть устойчивым к разбросу этих характеристик на участке $[r_i, r_j]$.

Будем исходить из уравнения оптической локации в приближении однократного рассеяния (1). Рассмотрим произвольный участок трассы зондирования $[r_1, r_4]$. Здесь $[r_1, r_2]$ соответствует участку накопления сигналов в рассеивающей среде до переходного слоя, $[r_3, r_4]$ – участку накопления после переходного слоя, а $[r_2, r_3]$ – участку накопления в переходном слое. Запишем выражения для функционалов I_2, I_3, I_5 , соответствующие накоплению СОР на участках $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_4]$ и $[r_2, r_3]$:

$$\begin{aligned} I_2 &= Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 &= Bx_3 a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_5 &= Bx_5 a_0 a_1 (1 - a_2). \end{aligned} \quad (18)$$

Выбор участков обусловлен следующими соображениями. Так как для получаемого алгоритма $T^2(r_i, r_j)$ требуется устойчивость к разбросу $g_{\pi}(r)$ на участке $[r_i, r_j]$, то степень перекрытия всех используемых интервалов накопления I_2, I_3, I_5 выбирается максимальной (отличие I_2 и I_3 от I_5 на ширину канала регистрации). Поэтому при протяженном участке $[r_2, r_3]$, отличающемся на ширину одного канала от $[r_1, r_3]$ и $[r_2, r_4]$ ($[r_1, r_2] \rightarrow 0, [r_3, r_4] \rightarrow 0$), можно считать выполнимыми следующие условия: $\underline{g_{\pi}(r_1, r_3)} \approx \underline{g_{\pi}(r_2, r_3)}, \underline{g_{\pi}(r_2, r_4)} \approx \underline{g_{\pi}(r_2, r_3)}$.

Очевидно, решение системы уравнений I_i ($i = 2, 3, 5$) относительно a_i ($i = 0, \dots, 3$) не существует, т. к. число неизвестных a_i , x_i превышает число используемых уравнений. Получим решение системы (18) при использовании некоторых допущений о среде по трассе зондирования. Предположим, что $a_1 \approx a_3$. В этом случае существует возможность получения решения системы функционалов (18) относительно прозрачности протяженного участка исследуемой трассы a_2 .

Рассмотрим отношение функционалов I_2 и I_3 системы (18):

$$\frac{I_2}{I_3} = \frac{x_2}{x_3} \frac{1 - a_1 a_2}{a_1 (1 - a_1 a_2)} \bigg|_{x_2 \approx x_3, a_2 \approx a_3} \approx \frac{1}{a_1}. \quad (19)$$

Используемое допущение $a_1 \approx a_3$ означает примерное равенство прозрачностей участков $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$. Для малых (непротяженных) участков ($[r_1, r_2] \rightarrow 0$, $[r_3, r_4] \rightarrow 0$) данное условие практически всегда выполняется ($T(r_1, r_2) \rightarrow 1$, $T(r_3, r_4) \rightarrow 1$). Далее рассмотрим отношение функционалов I_2/I_5 :

$$\frac{I_2}{I_5} = \frac{x_2}{x_5} \frac{1 - a_1 a_2}{a_1 (1 - a_2)} \bigg|_{x_2 \approx x_5} \approx \frac{1 - a_1 a_2}{a_1 (1 - a_2)}. \quad (20)$$

Подставляя (19) в выражение (20) и решая его относительно прозрачности протяженного переходного участка $[r_2, r_3]$, получаем

$$T^2(r_2, r_3) = a_2 = \frac{I_2(I_5 - I_3)}{I_3(I_5 - I_2)}. \quad (21)$$

Выражение (21) также может быть использовано для получения интегральных калибровочных значений в методах интерпретации данных лидарного зондирования.

Результаты численного математического моделирования алгоритма (21) приведены на рис. 4, 5. Кривые 1 и 2 на рисунках – заданные профили $g_\pi(r)$ и $\varepsilon(r)$ соответственно, кривая 3 – рассчитанное значение прозрачности $T(r_i, r_j) \approx \exp[\bar{\varepsilon}(r_i, r_j)(r_j - r_i)]$, кривая 4 – восстановленное по (21) значение прозрачности. Вначале по заданным профилям $g_\pi(r)$ и $\varepsilon(r)$ согласно (1) рассчитывался профиль СОР, далее на полученный СОР налагалась случайная ошибка в пределах 3% и рассчитывались значения функционалов I_2 , I_3 , I_5 (18). Рассчитанные функционалы использовались для определения прозрачности $T(r_2, r_3)$.

Результаты моделирования, приведенные на рис. 4, получены при последовательном смещении точек r_1 , r_2 , r_3 , r_4 на величину строба Δr по трассе зондирования, а на рис. 5 – для случая, когда смещение проводи-

лось только для точек r_3, r_4 . Как видно из рис. 4, 5, на участках, не включающих границ перепада в профилях $g_\pi(r)$ и $\epsilon(r)$, погрешность восстановления достигает единиц процентов.

Очевидным достоинством полученного выше алгоритма (21) определения прозрачности (интегрального калибровочного значения), по сравнению с описанными ранее в п. 2., следует считать тот факт, что при использовании функционалов I_2, I_3 и I_5 , соответствующих накоплению СОР на максимально перекрывающихся длинных участках $[r_1, r_3], [r_2, r_4]$ и $[r_2, r_3]$ трассы происходит «сглаживание» влияния индикатрисы рассеяния в направлении назад на значение определяемого интегрального калибровочного значения, что, в свою очередь, обуславливает устойчивость получаемого значения $T[r_2, r_3]$ к наличию на трассе зондирования неоднородностей и флуктуаций оптических и микрофизических характеристиках. Данный алгоритм устойчив и к наличию слоев с резко выделенным изменением оптических характеристик (например, выбросов труб промышленных предприятий при зондировании городского аэрозоля) на участках определения прозрачности. Это следует из того, что данные слои одновременно включаются в функционалы I_i для протяженных участков, отличающихся на величину пространственного разрешения, обычно небольшую ($\Delta r \rightarrow 0$), и средние значения $g_\pi(r_i, r_j), g_\pi(r_i, r_j + \Delta r)$ этих участков практически равны.

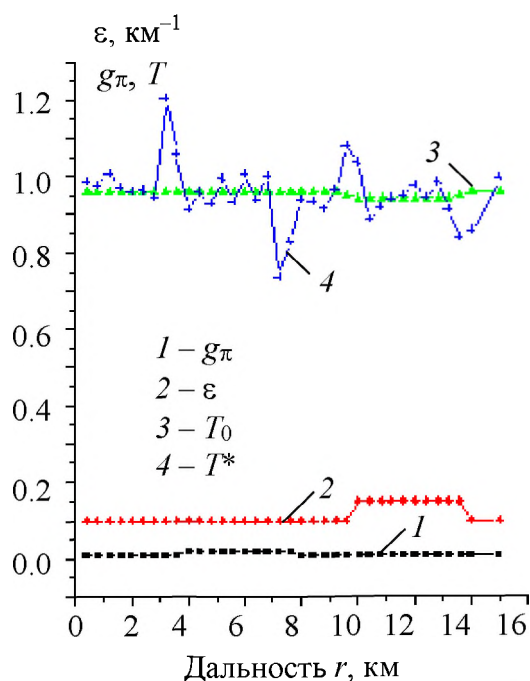


Рис. 4. Результаты восстановления $\epsilon(r)$ при последовательном смещении точек r_1, r_2, r_3, r_4 на величину Δr

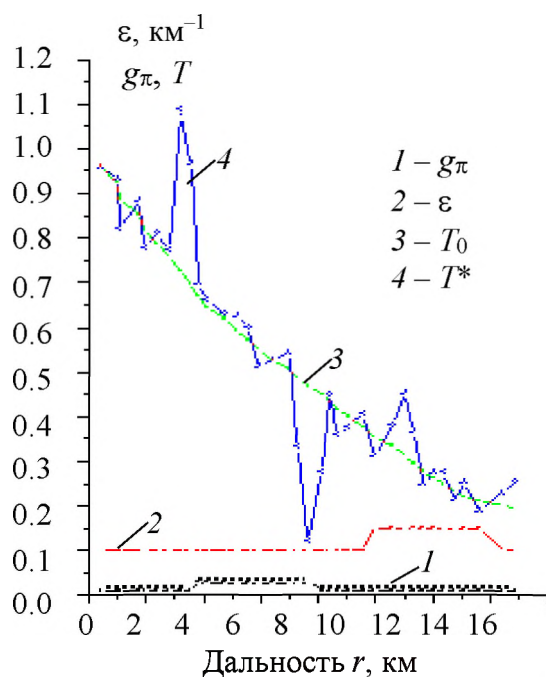


Рис. 5. Результаты восстановления $\epsilon(r)$ при последовательном смещении точек r_2, r_3, r_4 на величину Δr (r_1 фиксирована)

Полученный выше алгоритм определения прозрачности не содержит ни аппаратных констант, ни зависимости от энергии зондирующих импульсов. Из этого следует устойчивость алгоритма к разбросу энергии зондирующих импульсов от одной посылки к другой, исключаются погрешности определения аппаратных констант.

Измеряемые функционалы I_i в изложенном выше алгоритме (21) используется в виде отношения соседних, отличающихся на величину Δr , отсчетов. Вклады многократного рассеяния C_i для соседних отсчетов, отличающихся на величину $\Delta r \rightarrow 0$, практически одинаковы, что с учетом использования их в виде отношений приводит к устойчивости к вкладу многократного рассеяния в регистрируемый СОР. Незначительность влияния вклада многократного рассеяния в измеряемые сигналы в алгоритме расчета оптических характеристик, использующего сигналы в виде относительного хода соседних, отличающихся на Δr , отсчетов, отмечалось в работах других авторов.

Предлагаемый алгоритм определения прозрачности использует информацию, которая содержится в самих СОР, и не требует более широкого (чем для известных методов определения профилей оптических характеристик по трассе) привлечения различного рода упрощающих и модельных представлений об оптических свойствах исследуемой среды. Действительно, алгоритм требует равенства прозрачностей на коротких ($\Delta r \rightarrow 0$) участках среды и равенства средних значений $g_\pi(r_i, r_j)$, $g_\pi(r_i, r_j + \Delta r)$ на протяженных участках, незначительно отличающихся по длине ($\Delta r \rightarrow 0$). Это требование менее жесткое по сравнению с требованиями однородности среды или равенства $g_\pi(r)$ и $\varepsilon(r)$ в соседних слоях (при этом необходимо знание начального значения $\varepsilon(r)$ и априорная информация о поведении $g_\pi(r)$ между слоями), присущими так называемым численным методам решения уравнения оптической локации. То же можно сказать и о методах, основанных на аналитическом решении, требующих неизменности $g_\pi(r)$ по всей трассе или знания функциональной связи между $g_\pi(r)$ и $\varepsilon(r)$. Более того, отсутствие в предлагаемом алгоритме ограничений на длины участков определения функционалов I_i повышает его устойчивость к влиянию измерительных погрешностей.

Алгоритм (21) требует использования минимальных предположений, а именно, примерного равенства прозрачности участков для двух малых участков (при $\Delta r \rightarrow 0$) исследуемой среды. Практически это означает равенство прозрачности участков, соответствующих стробу (каналу) измерительной аппаратуры, что соблюдается даже при значительных разбросах оптических характеристик ($\exp\{-2\varepsilon\Delta r\} \approx 1$ при $\Delta r \rightarrow 0$ и значитель-

ном разбросе $\varepsilon(r)$). Так, например, при $\Delta r = 0.1$ км и $\varepsilon = 0.1; 0.01$ км⁻¹, $T(\Delta r)$ равны 0.998 и 0.9998 соответственно.

Коэффициент коррекции. Как было показано выше, использование методики коррекции СОР позволяет учитывать в формируемом значении СОР степень неоднородности среды из-за изменения ее качественного состава. Однако в случае слоисто-неоднородных сред с переходными (размытыми) участками между слоями использование выражения (17) для коэффициента коррекции становится затруднительным. Это обусловливается невозможностью выделения внутри переходного слоя соседних участков среды с установившимися значениями $g_\pi(r)$ и $\varepsilon(r)$, т.е. невозможностью обеспечить выполнение условий применимости формулы (17):

$$\begin{aligned}\overline{g_\pi(r_i, r_i + \Delta r_i)} &= \overline{g_\pi(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i)} = \overline{g_{\pi i}}, \\ \overline{g_\pi(r_j, r_j + \Delta r_j)} &= \overline{g_\pi(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j)} = \overline{g_{\pi j}}\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}T(r_i, r_i + \Delta r_i) &= T(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i) = T(\Delta r_i), \\ T(r_j, r_j + \Delta r_j) &= T(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j) = T(\Delta r_j).\end{aligned}$$

При выходе за пределы переходного участка для разделенных им слоев: $(r_i, r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i)$ – 1-й слой (например, “чистая атмосфера”) и $(r_j, r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j)$ – 2-й слой (например, “облако”) становится возможным использовать общее выражение для коэффициента коррекции (16), в котором необходимо учитывать значение прозрачности переходного участка $T^2(r_i + 2\Delta r_i, r_j)$. Таким образом, задача коррекции СОР при зондировании слоисто-неоднородных сред с размытыми границами раздела сред усложняется:

- во-первых, необходимостью учета прозрачности протяженного участка рассеивающей среды с изменяющимся значением индикатриссы рассеяния в нем;
- во-вторых, необходимостью выделения участков сред с установившимися значениями оптических и микрофизических характеристик (т.е. границ переходного слоя).

Решение первой задачи сводится к алгоритму (16). Подставив в (16) значение прозрачности, полученное в соответствии с (21), запишем выражение для коэффициента коррекции с учетом ослабления СОР на переходном участке:

$$q_{ij} = \frac{\overline{g_{\pi j}}}{\overline{g_{\pi i}}} = \left[\frac{I_8}{I_7} \right]^2 \frac{I_6 - I_7}{I_8 - I_9} \frac{I_3(I_5 - I_2)}{I_2(I_5 - I_3)}. \quad (22)$$

Восстановление оптических характеристик в переходном слое.

Выше получено выражение для коэффициента коррекции (22), позволяющее производить коррекцию СОР для удаленных друг от друга слоев, разделенных переходным участком. Однако решение задачи интерпретации данных лидарных измерений в переходных между слоями участках рассеивающих сред остается открытым, поскольку

- известные методы интерпретации данных лидарного зондирования относительно оптических характеристик требуют выполнения достаточно жестких модельных ограничений, заведомо невыполнимых в переходных участках между слоями;
- рассмотренная выше коррекция, основанная на использовании коэффициента коррекции, которая позволяет «изменять» уровень СОР при модельном предположении $g_{\pi}(r) = \text{const}$, также требует выполнения условий (14) и не может быть использована непосредственно внутри переходного слоя.

Поэтому проблему переходного слоя предлагается решать следующим образом [12–15] (рассмотрим пример среды атмосфера – переходной слой – облако): на основе анализа профиля СОР устанавливаются границы переходного слоя; далее, зная эхо-сигналы (скорректированные друг относительно друга при предположении $g_{\pi}(r) = \text{const}$ по (22)) в слоях “атмосфера” и “облако”, производят интерполяцию сигналов в переходном слое в виде $S^*(r_k) = S(r_k)q_{ij}(r_k)$ с учетом необходимости выполнения следующих граничных условий:

$$S(r_k)|_{r_k=r_i+2\Delta r_i} = S(r_i + 2\Delta r_i) \quad \text{и} \quad S(r_k)|_{r_k=r_j} = S(r_j)q_{ij},$$

где r_k – произвольная точка переходного слоя, $(r_i + 2\Delta r_i)$, r_j – границы слоев “атмосфера” и “облако” с установившимися значениями, а $S(r_k)$, $S(r_i + 2\Delta r_i)$, $S(r_j)$ – соответствующие им сигналы; q_{ij} – значение коэффициента коррекции слоя при переходе от слоя “атмосфера” к слою “облако”,

$$q(r_k)|_{r_k=r_i+2\Delta r_i} \equiv 1 \quad \text{и} \quad q(r_k)|_{r_k=r_j} = q_{ij},$$

где значение q_{ij} определяется согласно (22).

В рамках известных моделей облачности задача интерполирования может ограничиваться следующими законами интерполяции:

- линейным: $q_{ij}(r_k) = Ar_k + B$,

коэффициенты A и B записываются следующим образом:

$$A = \frac{1 - q_{ij}}{(r_i + 2\Delta r_i) - r_j}, \quad B = 1 - A(r_i + 2\Delta r_i);$$

– экспоненциальным: $q_{ij}(r_k) = B \exp(Ar_k)$,

коэффициенты A и B записываются следующим образом:

$$A = \frac{\ln[1] - \ln[q_{ij}]}{(r_i + 2\Delta r_i) - r_j}, \quad B = \exp[-A(r_i + 2\Delta r_i)];$$

– интерполяции с использованием полиномов Лагранжа (целесообразно проводить при наличии достаточно большого количества отсчетов СОР в переходном слое):

$$S(r_k) = \sum_{l=1}^n S(r_l) \frac{\prod_{m \neq l} (r_k - r_m)}{\prod_{m \neq l} (r_l - r_m)},$$

n – количество отсчетов СОР переходном слое, $S(r_l)|_{l=1,2,\dots,n}$ – соответствующие величины СОР, m – индекс.

Очевидно, что в каждом случае закон интерполяции определяется конкретной метеорологической ситуацией. Далее, используя традиционные методы определения коэффициента ослабления, производим восстановление профиля $\varepsilon(r)$ из скорректированных на q_{ij} (с учетом ослабления переходного слоя) и интерполированных в переходном слое СОР.

Требование знания q_{ij} не усложняет предлагаемый метод, так как при его установлении оперируют только измеряемыми СОР. При этом, как показывает численное моделирование, корректировка на q_{ij} и дальнейшая интерполяция позволяет значительно улучшить точность восстановления $\varepsilon(r)$ по всей трассе зондирования “атмосфера – облако”, включая переходный между ними слой.

Для проверки эффективности предлагаемой методики лазерно-локационных измерений в переходном слое проводилось ее численное моделирование, включающее коррекцию СОР (22) (с учетом прозрачности переходного слоя (21)) и интерполяцию лидарных сигналов в переходном слое [14–15].

Рис. 6 относится к случаю наличия на трассе плавного перехода (по линейному закону) в оптических характеристиках и наложению на СОР случайной ошибки в пределах 3%. Кривая 1 на рис. 6 – заданный профиль $g_{\pi}(r)$, а кривая 2 – заданный профиль $\varepsilon(r)$. Восстановление коэффициента ослабления $\varepsilon(r)$ (кривая 3) вдоль заданной трассы проводилось методом последовательных слоев без предлагаемой коррекции. Смещение заданного и восстановленного профилей $\varepsilon(r)$ в области переходного слоя и после него достигает 200% и обуславливается несоответствием поведения профиля $g_{\pi}(r)$ модельным допущения метода ($g_{\pi i} = g_{\pi j}$).

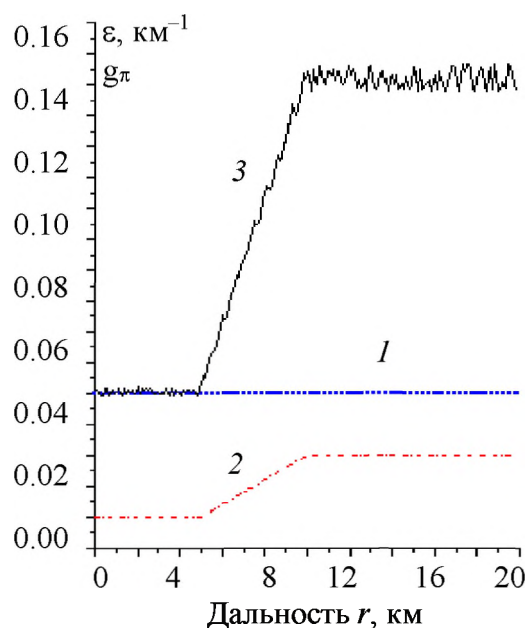


Рис. 6. Результаты восстановления коэффициента ослабления $\varepsilon(r)$ (кривая 3) методом последовательных слоев без коррекции. Кривая 1 – заданный профиль $g_{\pi}(r)$; кривая 2 – заданный профиль $\varepsilon(r)$

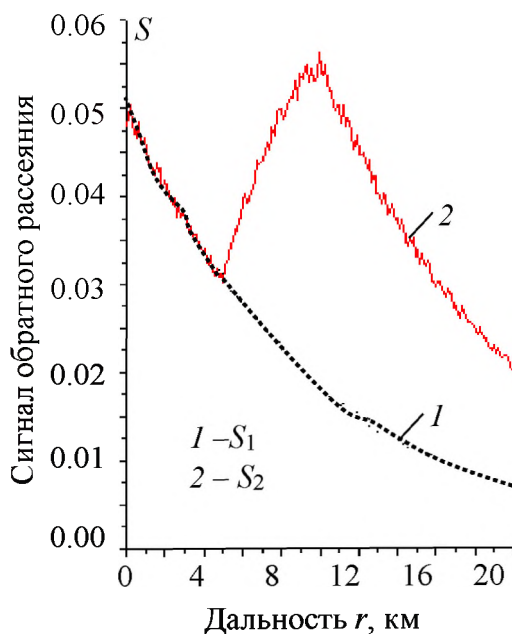


Рис. 7. Профили СОР. Кривая 1 – рассчитанный СОР, восстановленный на квадрат расстояния; кривая 2 – тот же сигнал, но с коррекцией на g_{π} на участке трассы 5–10 км

Указанный недостаток в значительной мере исключен в предлагаемой методике (рис. 7, 8). Рис. 7 демонстрирует непосредственные результаты коррекции СОР, а на рис. 8 изображены результаты интерпретации оптических характеристик (коэффициента ослабления $\varepsilon(r)$) с использованием скорректированного по предлагаемой методике СОР. Восстановление профиля $\varepsilon(r)$ проводилось в следующей алгоритмической последовательности: выделение границ переходного слоя; расчет коэффициента коррекции q_{ij} по (22); коррекция СОР одного слоя относительно другого; интерполяция лидарных сигналов в переходном слое с учетом линейной связи между сигналами в начале и конце переходного слоя.

Рис. 9 относится к случаю наложения на значение $T(r_i, r_j)$, определяемого согласно (21), погрешности, равной 10%. Очевидна хорошая устойчивость алгоритма к наличию погрешностей в определении значения прозрачности переходного слоя (погрешность в определении профиля $\varepsilon(r)$ не превышает 17 %). Естественно, что при меньших погрешностях определения $T(r_i, r_j)$ погрешность восстановления профилей определяемой оптической характеристики также уменьшится.

Очевидна практическая значимость предлагаемой методики. Ее использование позволяет с высокой точностью восстанавливать профили

$\varepsilon(r)$ на всех участках сред с границами раздела (на атмосферном и на гидросферном при зондировании с борта носителя; в разных слоях облачности; при зондировании выбросов из труб промышленных предприятий и т. п.). Более того, использование в данной методике способов определения опорных (калибровочных) значений оптических характеристик из самих измеряемых СОР позволяет исключать независимые дополнительные измерения, что, в свою очередь, дает возможность автоматизировать эксперимент и оперативно получать результаты в реальном времени. При этом немаловажно и то, что по предлагаемой методике определяется и величина изменения качественного состава рассеивающих сред.

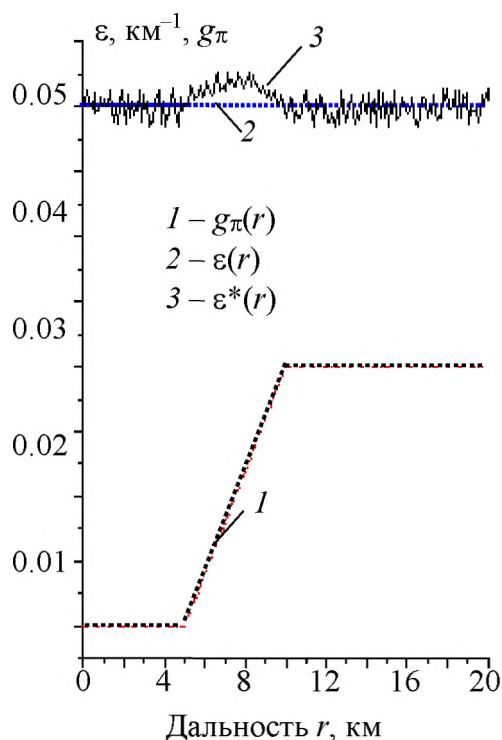


Рис. 8. Результаты восстановления коэффициента ослабления $\varepsilon^*(r)$ (кривая 3) с использованием скорректированного по предлагаемой методике СОР

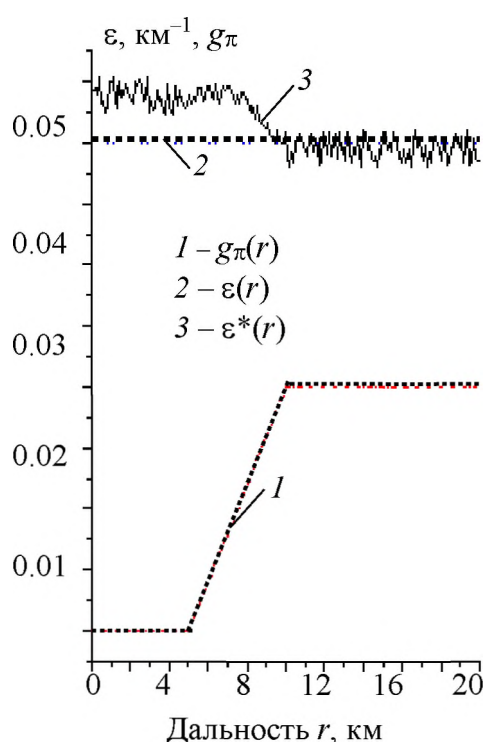


Рис. 9. Результаты восстановления коэффициента ослабления $\varepsilon^*(r)$ (кривая 3) при наложении на значение прозрачности переходного слоя 10 %-й погрешности

Литература

1. *Кугейко М. М.* Теория и методы оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред в условиях отсутствия априорной информации: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Мн., 1994. 316 с.
2. *Кугейко М. М.* Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности). Мн.: БГУ, 1999. 196 с.
3. *Кугейко М. М., Малевич И. А.* Определение из космоса оптических толщин слоев атмосферы и гидросферы // Исследования Земли из космоса. 1991. № 1. С.47 – 53.
4. *Кугейко М. М., Малевич И. А., Оношко Д. М.* Дистанционное определение оптических характеристик многослойных рассеивающих сред //Лазерная и оптоэлектронная техника: Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 186–192.
5. *Кугейко М. М., Оношко Д. М.* Расчет оптических характеристик рассеивающих сред в условиях отсутствия их опорных значений // Лазерная и оптоэлектронная техника: Межвуз. сб. науч. тр., Вып. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 193–208.
6. *Кугейко М. М., Малевич И. А., Оношко Д. М.* Разработка теории диагностики слоисто–неоднородных сред (в условиях минимума априорной и дополнительной измерительной информации) // Новые информационные технологии: Сб. науч. тр. Мн.: БГУ, 1997. С. 91–123.
7. *Кугейко М. М., Малевич И. А., Оношко Д. М.* Определение из космоса оптических характеристик многослойной облачности // Исследования Земли из космоса. 1995. № 6. С. 91–97.
8. *Kugeiko M., Onoshko D.* Remote sensing of atmosphere and water media under conditions of a priori uncertainty. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3110. P. 180–184.
9. *Kugeiko M., Onoshko D.* Laser monitoring of the environment in conditions of a priori uncertainty. // Proc. SPIE. 2003. Vol. 4535. P. 45–54.
10. *Kugeiko M., Firago V., Barkova A.* Laser diagnostics of aerosol and gas emissions from factory chimneys (concept of elimination of a priori data) // Proc. SPIE. 2001. Vol. 4680. P. 112–121.
11. *Кольчевский Н. Н., Кугейко М. М.* Определение пространственного разрешения при лазерном зондировании атмосферы и водных сред // Тр. III Конф. по лазерной физике и спектроскопии. Гродно, 1997. Т. 1. С. 310–313.
12. *Кугейко М. М., Малевич И. А., Шитерко Э. Д.* Метод интерпретации лидарных сигналов при одночастотном зондировании сложных слоисто–неоднородных сред //Лазерная и оптоэлектронная техника: Межвуз. сб. науч. тр. Мн.: Университетское, 1992. С. 103–110.
13. *Кугейко М. М., Оношко Д. М.* Лазерный метод определения оптических характеристик в переходных слоях «атмосфера–облако» // Тр. III Конф. по лазерной физике и спектроскопии. Гродно, 1997. Т.1. С.343–346.
14. *Кугейко М. М., Оношко Д. М.* Определение из космоса оптических характеристик переходных слоев «атмосфера–облако» //Исследования Земли из космоса. 1998. № 5. С. 21–28.
15. *Кугейко М. М., Оношко Д. М.* Диагностика первичных оптических характеристик переходных участков многослойных рассеивающих сред (в рамках концепции «безаприорности») / Оптика и спектроскопия молекулярных и надмолекулярных систем: Сб. науч. тр. Мн.: БГУ, 2000. С. 130–158.

В. А. Фираго, М. М. Кугейко

ЭКСПЛУАТАЦИОННО НАДЕЖНЫЕ МЕТОДЫ СВЕТОДИОДНОЙ И ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ГАЗОАНАЛИТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ НЕПРЕРЫВНОГО КОНТРОЛЯ СЛОЖНЫХ АЭРОДИСПЕРСНЫХ СРЕД

Введение

В настоящее время существует большая потребность в высокоселективных газоаналитических средствах непрерывного контроля состава различных аэродисперсных сред. Такие средства нужны как для систем управления технологическими процессами в различных отраслях промышленности, так и для установок очистки аэродисперсных выбросов предприятий. В частности, дальнейшее улучшение экологической обстановки требует перехода от разового контроля, проводимого органами Госкомитета по экологии, к непрерывному мониторингу состава выбросов предприятий. При введении средств непрерывного контроля в блоки управления системами очистки у предприятий появляется возможность снизить выбросы вредных веществ и существенно уменьшить выплаты за экологический ущерб путем поддержания оптимальных режимов технологических процессов. Очевидно, что решение задачи по созданию эксплуатационно надежных средств непрерывного контроля позволит повысить как экологическую, так и ресурсосберегающую эффективность источников выбросов.

Разнообразие сложных газовых сред, подлежащих анализу, и природных условий их контроля предъявляют жесткие требования к аппаратуре. Средства контроля должны обладать в силу сложности среды высокой селективностью анализа, устойчивостью к влиянию различных дестабилизирующих факторов и небольшой стоимостью.

1. Перспективные методы контроля

Успехи в освоении производства компактных полупроводниковых излучателей (лазеров и светодиодов), работающих в инфракрасной области спектра без криогенного охлаждения, позволяют существенно упростить и удешевить высокоселективный контроль. Проведено большое число научно-исследовательских работ, показавших возможность осуществления с их использованием непрерывного анализа состава воздушной среды. К сожалению, многомодовость полупроводниковых излучателей, зависимость генерируемой мощности и частоты излучения от тока инжекции и температуры, а также деградация их характеристик при длитель-

ной эксплуатации вызывают существенные затруднения при создании эксплуатационно устойчивых газоаналитических средств. Для налаживания серийного выпуска приборов непрерывного контроля необходимы методы формирования и приема зондирующего излучения, а также обработки получаемого массива данных, позволяющие устранить влияние ряда неконтролируемых дестабилизирующих факторов.

При организации непрерывного лазерного контроля состава аэрозольных и газовых сред в основном используются недисперсионные линейные методы определения спектральных характеристик пропускания, поглощения и рассеяния среды. Влияние на погрешности измерений принципиально неустранимых в этих методах таких факторов, как состояние окружающей среды, изменение аппаратных параметров приемно-излучающих и регистрирующих блоков оптико-электронных систем, загрязнения оптических поверхностей и т. д., не только снижает метрологические характеристики, но и ухудшает эксплуатационные, вследствие необходимости частого проведения поверочных работ. Принятие же мер по защите от влияния контролируемой среды требует увеличения массогабаритных характеристик, к тому же не существует средств защиты, пригодных в различных ситуациях. При проведении нефелометрических измерений традиционными методами необходимо еще иметь априорную информацию о связи между коэффициентом общего рассеяния и коэффициентом направленного рассеяния.

2. Концепция “безаприорности измерений”

Для устранения влияния отмеченных факторов предлагается использовать концепцию “безаприорности” измерений, заключающуюся в максимально возможном исключении методических погрешностей, возникающих из-за вариаций параметров неконтролируемых физических процессов в анализируемой среде и изменений аппаратных характеристик средств непрерывного контроля [1–8]. Эта концепция предполагает использование дополнительных измерительных каналов, применение оптимальных способов формирования и приема зондирующих сигналов, а также корреляционных и других специальных процедур их обработки (получение образов опорных и калибровочных сигналов и т.д.). Применение этой концепции позволит создать способы и средства непрерывного контроля, которые имеют следующие отличия от известных: 1) не требуют прецизионного поддержания температуры кристалла излучателя и тока инжекции; 2) нечувствительны к изменениям аппаратных параметров приемно-излучающих и регистрирующих блоков; 3) позволяют с высокой точностью определять концентрацию контролируемого компо-

нента в широком диапазоне ее изменений при калибровке прибора лишь по двум точкам; 4) устраняют зависимость результатов измерений от состояния среды распространения зондирующего излучения и влияния дестабилизирующих факторов окружающей среды. Очевидно, что такие средства непрерывного контроля позволят осуществлять надежный непрерывный контроль в производственных условиях.

3. Принципы синтеза структур систем диагностики аэродисперсных сред на основе концепции "безаприорности"

В теории измерений различают совместные и совокупные измерения [6, 9–11]. По способам нахождения определяемых величин они близки: и в том и в другом случае данные величины находят путем решения системы уравнений, коэффициенты в которых и отдельные члены получены в результате измерений (обычно прямых). Основное отличие состоит в том, что при совокупных измерениях проводят измерения нескольких одноименных величин, а при совместных – разноименных.

Сформулируем задачу использования совокупных измерений для максимального устранения методических погрешностей, обусловленных отмеченными выше факторами [9–11]. Пусть уравнение, описывающее процесс измерения, имеет вид

$$f(a, b, c, \dots, x, y, z) = M, \quad (1)$$

где a, b, c – известные коэффициенты, M – непосредственно измеряемая величина, x, y, z – искомые неизвестные. Каждая непосредственно измеряемая величина, в свою очередь, может быть представлена как $M = k \cdot (\Phi + \Delta\Phi)$, где k – крутизна преобразования i -го измерителя, Φ – истинная величина оптического потока, $\Delta\Phi$ – величина среднеквадратичного отклонения шума принимаемого оптического потока.

При одноименных измерениях, когда значения непосредственно измеряемой величины устанавливаются с использованием i измерительных систем, запишем следующую систему уравнений вида (1):

$$f_i(a, b, c, \dots, x, y, z) = k_i(\Phi_i + \Delta\Phi_i). \quad (2)$$

Рассмотрим случай, когда для нескольких измерений (например, для каждой пары измерений) используется один и тот же измерительный блок. Тогда система уравнений (2) для таких измерений имеет форму (i, k, m, n – четные числа):

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = k_1(\Phi_1 + \Delta\Phi_1) \\ f_2(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = k_1(\Phi_2 + \Delta\Phi_2) \\ \dots \\ f_{k-1}(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = k_m(\Phi_{k-1} + \Delta\Phi_{k-1}) \\ f_k(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = k_m(\Phi_k + \Delta\Phi_k) \\ \dots \\ f_{i-1}(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = k_n(\Phi_{i-1} + \Delta\Phi_{i-1}) \\ f_i(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = k_n(\Phi_i + \Delta\Phi_i) \end{array} \right. \quad (3)$$

и может быть легко преобразована к виду

$$\left\{ \begin{array}{l} s_1(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = a_1 \\ \dots \\ s_m(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = a_m, \\ \dots \\ s_n(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = a_n \end{array} \right. \quad (4)$$

где $a_1 = (\Phi_1 + \delta\Phi_1) / (\Phi_2 + \delta\Phi_2), \dots, a_m = (\Phi_{k-1} + \delta\Phi_{k-1}) / (\Phi_k + \delta\Phi_k), \dots, a_n = (\Phi_{i-1} + \delta\Phi_{i-1}) / (\Phi_i + \delta\Phi_i); s_1 = f_1 / f_2, \dots, s_m = f_{k-1} / f_k, \dots, s_n = f_{i-1} / f_i$.

Таким образом, выполнив требуемое количество измерений, можно получить систему уравнений (4), число которых превышает или равно числу искоемых неизвестных. Если уравнения системы являются линейными, то решения системы будут однозначными. Так как уравнения системы (4) не содержат коэффициентов k , наличие которых требует проведения калибровочных измерений (установления их величины), то и получаемое решение также не включает их. А это означает исключение априори неизвестных постоянных в одноименных измерениях.

Возможны и любые другие комбинации уравнений, при которых k равны. Например, коэффициент преобразования k может быть представлен как $k_n = h_i m_j$, где m_j, h_i – крутизна преобразования источника и приемника излучения, соответственно. Тогда процесс измерений описывается следующей системой уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_1 m_1(\Phi_1 + \delta\Phi_1), \\ f_2(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_1 m_2(\Phi_2 + \delta\Phi_2), \\ f_3(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_2 m_1(\Phi_3 + \delta\Phi_3), \\ f_4(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_2 m_2(\Phi_4 + \delta\Phi_4), \\ \dots\dots\dots, \\ f_{i-3}(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_{n-1} m_{n-1}(\Phi_{i-3} + \delta\Phi_{i-3}), \\ f_{i-2}(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_{n-1} m_n(\Phi_{i-2} + \delta\Phi_{i-2}), \\ f_{i-1}(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_n m_{n-1}(\Phi_{i-1} + \delta\Phi_{i-1}), \\ f_i(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = h_n m_n(\Phi_i + \delta\Phi_i), \end{array} \right. \quad (5)$$

иными словами, каждые 4 измерения выполняются с использованием двух излучающих и двух приемных блоков. Система (5) может быть преобразована к виду:

$$\left\{ \begin{array}{l} s_1(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = a_1, \\ \dots, \\ s_k(a, b, c, \dots, x, y, z, \dots) = a_k. \end{array} \right. \quad (6)$$

Полученная система уравнений (6) также не содержит аппаратных параметров h_i, m_j . Следовательно, в ее решения они не входят, что исключает их влияние на результаты измерений.

Физическая сущность данной математической формулировки – исключение зависимости результатов определения x, y, z от аппаратных характеристик и неконтролируемых параметров физических процессов, протекающих в среде, возможно путем проведения совокупных измерений, при использовании комбинаций одинаковых приемно-излучающих и измерительных блоков. Наиболее просто это достигается изменением традиционной геометрии опыта (соответствующим расположением этих блоков, их перемещением и т.п.). Достоинства систем, синтезированных на основе концепции “безаприорности” покажем на следующих примерах.

4. Бистатистическое томографическое зондирование

Известна бистатистическая схема томографического зондирования с угловым сканированием (или перемещением приемно-излучающего устройства) [12–15]. В данной схеме определение коэффициента ослабления оптического излучения в рассеивающей среде осуществляется следующим образом. Два источника излучения, расположенные в точках R_1 и R_2

(где $\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{R}_2$ – радиус-вектора, описывающие положение этих точек), посылают зондирующее излучение в пересекающихся под углом φ направлениях. Приемниками излучения, расположенными в точках $\mathbf{R}_3$ и $\mathbf{R}_4$ принимается рассеянное излучение из точек пересечения оптической оси данного приемника с каждым из направлений послылки зондирующего излучения. Если геометрию измерений выбрать таким образом, что оптические оси приемников излучения параллельны, т. е. углы $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = \varphi$, и считать, что средние значения коэффициентов рассеяния под углом φ в близкорасположенных точках $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4$ примерно равны, то выражение для среднего значения коэффициента ослабления на участке L имеет вид:

$$\varepsilon(\alpha) = -\frac{1}{2L} \ln \left\{ \frac{S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_3, \mathbf{R}_4) \cdot S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_4, \mathbf{R}_3)}{S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{R}_3) \cdot S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_4, \mathbf{R}_4)} \right\}, \quad (7)$$

где $S(\mathbf{R}_i, \mathbf{r}_j, \mathbf{R}_k)$ – соответственно, мощность сигналов, принимаемых приемниками, расположенными в $\mathbf{R}_i$ ($i = 1, 2$) из точек $\mathbf{r}_j$ ($j = 1, 2, 3, 4$) при послылке зондирующего излучения источниками $\mathbf{R}_k$ ($k = 3, 4$); $L = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1| + |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_4| + |\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4| + |\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1|$ – длина пути внутри исследуемого объема, на которой зондирующее излучение претерпевает ослабление.

При изменении направлений послылки зондирующего излучения в точках $\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{R}_2$ или при перемещении приемо-передающего устройства выделяется другой рассеивающий объем $(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \mathbf{r}'_3, \mathbf{r}'_4)$. Изменение отслеживаемого объема достигается и сканированием оптических осей приемных устройств в точках $\mathbf{R}_3$ и $\mathbf{R}_4$.

5. Спектрально-томографический метод

Поскольку рассматриваемая бистатистическая схема зондирования рассеивающих сред включает два канала послылки излучения, представляется целесообразным рассмотреть возможность определения концентрации компонентного состава при послылке зондирующего излучения на длине волны центра линии поглощения по одному направлению, описываемого единичным вектором $\mathbf{n}_1$, и на крыле линии поглощения – по другому ($\mathbf{n}_2$). Чтобы получить выражение для концентрации исследуемого компонента, будем использовать выражения для сигналов рассеяния, регистрируемых приемниками 1 и 2 при послылке зондирующего излучения по направлению $\mathbf{n}_1$ на длине волны $\lambda_{\text{он}}$, по направлению $\mathbf{n}_2$ – на $\lambda_{\text{оф}}$ [16].

Отношение регистрируемых сигналов $S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_3, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{он}})$ и $S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{он}})$ при излучении импульса источником $\mathbf{R}_1$ на длине волны $\lambda_{\text{он}}$, а также сиг-

налов $S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_2, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{off}})$ и $S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_4, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{off}})$ при излучении импульса источником $\mathbf{R}_2$ на длине волны λ_{off} (3, 4) запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_3, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{on}})}{S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{on}})} &= T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot T(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_2, \lambda_{\text{on}}) \cdot \frac{A_4(\lambda_{\text{on}})}{A_3(\lambda_{\text{on}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_3}(\mathbf{r}_3, \lambda_{\text{on}})}{\beta_{\varphi_1}(\mathbf{r}_1, \lambda_{\text{on}})} = \\ &= \frac{A_4(\lambda_{\text{on}})}{A_3(\lambda_{\text{on}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_3}(\mathbf{r}_3, \lambda_{\text{on}})}{\beta_{\varphi_1}(\mathbf{r}_1, \lambda_{\text{on}})} \cdot e^{-\varepsilon(\lambda_{\text{on}}) \cdot \frac{L}{2}}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_4, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{off}})}{S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_2, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{off}})} &= T(\mathbf{r}_4, \mathbf{r}_2, \lambda_{\text{off}}) \cdot T(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \lambda_{\text{off}}) \cdot \frac{A_4(\lambda_{\text{off}})}{A_3(\lambda_{\text{off}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_2}(\mathbf{r}_2, \lambda_{\text{off}})}{\beta_{\varphi_4}(\mathbf{r}_4, \lambda_{\text{off}})} = \\ &= \frac{A_4(\lambda_{\text{off}})}{A_3(\lambda_{\text{off}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_2}(\mathbf{r}_2, \lambda_{\text{off}})}{\beta_{\varphi_4}(\mathbf{r}_4, \lambda_{\text{off}})} \cdot e^{-\varepsilon(\lambda_{\text{off}}) \cdot \frac{L}{2}}. \end{aligned}$$

Далее представим коэффициент ослабления в виде $\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) + \beta(\lambda)$, где $\alpha(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$ – спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния, соответственно. Коэффициент поглощения можно записать следующим образом:

$$\alpha(\lambda) = N \cdot k(\lambda), \quad (8)$$

где N – концентрация, а $k(\lambda)$ – сечение поглощения исследуемого компонента среды.

Из рассмотренных выше отношений сигналов $S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_3, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{on}})$, $S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{on}})$ и $S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_2, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{off}})$, $S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_4, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{off}})$ с учетом выражения (8), считая различие в спектральной чувствительности приемников на длинах волн λ_{on} и λ_{off} малым, можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} -N \cdot [k(\lambda_{\text{on}}) - k(\lambda_{\text{off}})] \cdot L &= 2 \cdot \ln \left\{ \frac{S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_3, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_4, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{off}})}{S(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{R}_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_2, \mathbf{R}_4, \lambda_{\text{off}})} \right\} + \\ &+ 2 \cdot \ln \left\{ \frac{\beta_{\varphi_1}(\mathbf{r}_1, \lambda_{\text{on}})}{\beta_{\varphi_3}(\mathbf{r}_3, \lambda_{\text{on}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_{12}}(\mathbf{r}_2, \lambda_{\text{off}})}{\beta_{\varphi_4}(\mathbf{r}_4, \lambda_{\text{off}})} \right\} + [\beta(\lambda_{\text{on}}) - \beta(\lambda_{\text{off}})] \cdot L. \end{aligned}$$

Пренебрегая для небольших значений $\Delta\lambda = \lambda_{\text{on}} - \lambda_{\text{off}}$ различием в спектральных значениях $\beta_{\varphi_i}(\mathbf{r}_i, \lambda_{\text{on}})$, $\beta_{\varphi_i}(\mathbf{r}_i, \lambda_{\text{off}})$ и $\beta(\lambda_{\text{on}})$, $\beta(\lambda_{\text{off}})$ на квазиоднородных участках для близко расположенных точек, легко получить следующее выражение для концентрации исследуемого компонента:

$$N = -\frac{2}{L \cdot [k(\lambda_{\text{on}}) - k(\lambda_{\text{off}})]} \cdot \ln \left\{ \frac{S(R_1, r_3, R_4, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_4, R_3, \lambda_{\text{off}})}{S(R_1, r_1, R_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_2, R_4, \lambda_{\text{off}})} \right\}, \quad (9)$$

где $[k(\lambda_{\text{on}}) - k(\lambda_{\text{off}})]$ – дифференциальное сечение поглощения исследуемого компонента. Как видно из (9), выражение для определения концентрации не содержит ни аппаратных параметров приемно-излучающих и измерительных блоков, ни энергии источника, ни влияния изменений среды, выражаемых через прозрачности T_1, T_2, T_3, T_4 .

Таким образом, предлагаемый способ позволяет исключить методические погрешности, обусловленные нестабильностью параметров приемно-излучающих и измерительных блоков (включая и нестабильность энергии излучения), а также случайные составляющие погрешности, возникающие при дифференцировании получаемых сигналов из-за шумов. Наиболее эффективно использование рассматриваемого метода для базового варианта (при локальных измерениях), поскольку позволяет применять непрерывное излучение, что уменьшает погрешность измерений рассеянных сигналов, а значит, и пороговую чувствительность определения концентрации газов или растворов.

Очевидно, что если участки $[r_1, r_4]$, $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_3]$, $[r_2, r_4]$ меньше, чем расстояние между стенками в кювете (в случае, когда газ прокачивается через кювету), то коэффициенты пропускания стенок кюветы (их загрязнения) не будут сказываться на результатах измерений, т. е. данная схема устраняет участие стенок кюветы в формировании результатов измерений, что недостижимо для всех известных методов. Это, в свою очередь, дает возможность производить замену одной кюветы на другую без проведения калибровочных работ.

Метод дифференциального поглощения и бистатистический томографический способ определения коэффициента ослабления могут успешно применяться для измерения концентрации компонентного состава рассеивающих сред (газов, растворов и т.п.) при посылке зондирующего излучения на длине волны линии поглощения исследуемого компонента и вне ее как по одному, так и по другому направлению зондирования. При посылке зондирующего излучения источниками, находящимися в точках R_1 и R_2 , по направлениям, пересекающим оптические оси приемников R_3 и R_4 , для величин сигналов, зарегистрированных приемниками R_3 и R_4 на длине волны поглощения λ_{on} и на длине волны λ_{off} , лежащей на крыле линии поглощения исследуемого газа можно записать следующие выражения [16]:

$$e^{-\varepsilon(\lambda_{\text{off}}) \cdot L} = \frac{S(R_1, r_3, R_4, \lambda_{\text{off}}) \cdot S(R_2, r_4, R_3, \lambda_{\text{off}})}{S(R_1, r_1, R_3, \lambda_{\text{off}}) \cdot S(R_2, r_2, R_4, \lambda_{\text{off}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_1}(r_1, \lambda_{\text{off}}) \cdot \beta_{\varphi_4}(r_4, \lambda_{\text{off}})}{\beta_{\varphi_3}(r_3, \lambda_{\text{off}}) \cdot \beta_{\varphi_2}(r_2, \lambda_{\text{off}})}, \quad (10)$$

– при зондировании на крыле λ_{off} исследуемого газа и

$$e^{-\varepsilon(\lambda_{\text{on}}) \cdot L} = \frac{S(R_1, r_3, R_4, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_4, R_3, \lambda_{\text{on}})}{S(R_1, r_1, R_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_2, R_4, \lambda_{\text{on}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_1}(r_1, \lambda_{\text{on}}) \cdot \beta_{\varphi_4}(r_4, \lambda_{\text{on}})}{\beta_{\varphi_3}(r_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot \beta_{\varphi_2}(r_2, \lambda_{\text{on}})}, \quad (11)$$

– при зондировании в максимуме линии поглощения λ_{on} . С учетом (9) выражения (10) и (11) преобразуются к виду:

$$N \cdot k(\lambda_{\text{off}}) = -\frac{1}{L} \ln \left\{ \frac{S(R_1, r_3, R_4, \lambda_{\text{off}}) \cdot S(R_2, r_4, R_3, \lambda_{\text{off}})}{S(R_1, r_1, R_3, \lambda_{\text{off}}) \cdot S(R_2, r_2, R_4, \lambda_{\text{off}})} \times \right. \\ \left. \times \frac{\beta_{\varphi_1}(r_1, \lambda_{\text{off}}) \cdot \beta_{\varphi_4}(r_4, \lambda_{\text{off}})}{\beta_{\varphi_3}(r_3, \lambda_{\text{off}}) \cdot \beta_{\varphi_2}(r_2, \lambda_{\text{off}})} \right\} - \beta(\lambda_{\text{off}}), \quad (12)$$

$$N \cdot k(\lambda_{\text{on}}) = -\frac{1}{L} \ln \left\{ \frac{S(R_1, r_3, R_4, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_4, R_3, \lambda_{\text{on}})}{S(R_1, r_1, R_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_2, R_4, \lambda_{\text{on}})} \times \right. \\ \left. \times \frac{\beta_{\varphi_1}(r_1, \lambda_{\text{on}}) \cdot \beta_{\varphi_4}(r_4, \lambda_{\text{on}})}{\beta_{\varphi_3}(r_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot \beta_{\varphi_2}(r_2, \lambda_{\text{on}})} \right\} - \beta(\lambda_{\text{on}}), \quad (13)$$

Из (11) и (12), пренебрегая для небольших значений $\Delta\lambda = \lambda_{\text{on}} - \lambda_{\text{off}}$ различием в спектральных значениях $\beta_{\varphi_i}(r_i, \lambda_{\text{on}})$, $\beta_{\varphi_i}(r_i, \lambda_{\text{off}})$ и $\beta(\lambda_{\text{on}})$, $\beta(\lambda_{\text{off}})$, окончательно для концентрации исследуемого газа можно записать:

$$N = -\frac{1}{L \cdot [k(\lambda_{\text{on}}) - k(\lambda_{\text{off}})]} \cdot \ln \left\{ \frac{S(R_1, r_3, R_4, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_4, R_3, \lambda_{\text{on}})}{S(R_1, r_1, R_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot S(R_2, r_2, R_4, \lambda_{\text{on}})} \times \right. \\ \left. \times \frac{S(R_1, r_1, R_3, \lambda_{\text{off}}) \cdot S(R_2, r_2, R_4, \lambda_{\text{off}})}{S(R_1, r_3, R_4, \lambda_{\text{off}}) \cdot S(R_2, r_4, R_3, \lambda_{\text{off}})} \right\}, \quad (14)$$

поскольку при $\Delta\lambda \rightarrow 0$ выполняется следующее условие:

$$\frac{\beta_{\varphi_1}(r_1, \lambda_{\text{off}}) \cdot \beta_{\varphi_4}(r_4, \lambda_{\text{off}})}{\beta_{\varphi_3}(r_3, \lambda_{\text{off}}) \cdot \beta_{\varphi_2}(r_2, \lambda_{\text{off}})} \cdot \frac{\beta_{\varphi_3}(r_3, \lambda_{\text{on}}) \cdot \beta_{\varphi_2}(r_2, \lambda_{\text{on}})}{\beta_{\varphi_1}(r_1, \lambda_{\text{on}}) \cdot \beta_{\varphi_4}(r_4, \lambda_{\text{on}})} \rightarrow 1.$$

Таким образом, важным дополнительным достоинством полученного алгоритма (14) по сравнению с (9) является тот факт, что он не требует использования предположения о квазиоднородности выделяемого объема среды, т. е. равенства $\beta_{\varphi_i}(r_i, \lambda)$ для близко расположенных точек r_i ($i = 1, \dots, 4$), т. е. $\beta_{\varphi_i}(r_i, \lambda_{\text{on}}) = \beta_{\varphi_i}(r_i, \lambda_{\text{off}})$ при $\Delta\lambda \rightarrow 0$.

Предлагаемый спектрально-томографический метод определения компонентного состава рассеивающих сред устойчив и к вкладу в сигнал многократно рассеянных потоков, поскольку регистрируемые потоки собираются от точек, разнесенных на небольшое расстояние. Вклады многократного рассеяния для таких отсчетов практически одинаковые, т. е. $c_1 = c_2 = c_3 = c_4$. А с учетом того, что регистрируемые сигналы в алгоритмах расчета концентрации N используются в виде отношений, получим:

$$N \sqcup \frac{c_1 S(R_1, r_3, R_4) c_2 S(R_2, r_4, R_3)}{c_3 S(R_1, r_1, R_3) c_4 S(R_2, r_2, R_4)} \sqcup \frac{S(R_1, r_3, R_4) S(R_2, r_4, R_3)}{S(R_1, r_1, R_3) S(R_2, r_2, R_4)},$$

т. е. алгоритм расчета N не зависит от вклада многократного рассеяния. Это особенно важно при использовании предлагаемого метода в дистанционных измерениях на больших расстояниях от измерительной системы.

6. Базово-нефелометрические методы контроля состава среды

Для данного метода алгоритм определения коэффициента ослабления лазерного излучения находится при решении системы уравнений [17]

$$\begin{cases} \ln a_1 = \ln b - \varepsilon(\Delta l) \\ \ln a_2 = \ln b + \tau(\Delta l) \end{cases} \quad (15)$$

где $\tau(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot \Delta l$ – оптическая толщина участка Δl ; $\varepsilon(\lambda)$ – среднее значение коэффициента ослабления оптического излучения на участке Δl ; $a_1 = \Phi_1(R_1, r_1, z_1, \lambda) / \Phi_2(R_1, r_2, z_2, \lambda)$; $a_2 = \Phi_3(R_2, r_2, z_2, \lambda) / \Phi_4(R_2, r_1, z_1, \lambda)$; Φ_i ($i = 1, 4$) – измеряемые сигналы; R_1 и R_2 – соответствующие координаты расположения источников 1 и 2, r_1 и r_2 – координаты приемников 1 и 2; z_1 и z_2 – координаты рассеивающих точек 1 и 2. Посылка зондирующего излучения из точек R_1 и R_2 осуществляется в направлении расположения противоположной точки. Из точек z_1 и z_2 , составляющих измерительную базу, принимается рассеянное под углом φ излучение. Для угла рассеяния $\pi/2$ создан экспериментальный образец измерителя [18], использующего этот метод.

Для системы (15) легко получить корректное решение относительно $\varepsilon(\lambda)$. Важным достоинством полученного решения является то, что оно не зависит от аппаратурных параметров приемно-излучающих и измерительных блоков, нестабильности оптического пути распространения излучения, вызываемого окружающей средой (система (15) не содержит данных параметров), что, в свою очередь, означает исключение необхо-

димости проведения операции калибровки с применением оптических эталонных сред.

Для перехода к концентрации N газообразного компонента в среде можно использовать двухчастотное излучение (в центре линии поглощения λ_0 и на ее крыле λ_1). Выражение для N имеет следующий вид:

$$N = -\frac{1}{2|r_2 - r_1|\Delta\sigma} \ln\left(\frac{a_1(\lambda_0)}{a_2(\lambda_0)} - \frac{a_1(\lambda_1)}{a_2(\lambda_1)}\right),$$

где $\Delta\sigma = \sigma(\lambda_0) - \sigma(\lambda_1)$ – сечение дифференциального поглощения.

Следует отметить, что при использовании в данной схеме измерений двухчастотного излучения рассеянное излучение можно регистрировать при произвольных углах φ , поскольку с большой точностью можно считать спектральные коэффициенты рассеяния $\sigma(\varphi)$ на длинах волн λ_0 и λ_1 (в пределах линии поглощения) равными. И в данном случае калибровочные измерения с помощью оптических эталонных сред не требуются (необходимо лишь установление $|r_2 - r_1|$ и $\Delta\sigma$).

7. Модифицированный корреляционный метод в лазерной спектроскопии

Изложенным принципам соответствует модифицированный корреляционный метод контроля состава среды [17, 19]. Рассмотрим показанную на рис. 1 систему непрерывного контроля влажности агрессивной аэродисперсной среды, использующую перестраиваемый полупроводниковый лазер.

Излучение диода коллимируется линзой и отправляется на контролируемую трассу. Отражатель возвращает падающее на него излучение обратно. Приемная линза собирает попадающее на нее зондирующее излучение на чувствительной площадке фотоприемника. Лазерное излучение дважды проходит сквозь контролируемую аэродисперсную среду и несет информацию о ее спектральном поглощении. Количественное описание процессов формирования зондирующего излучения, его взаимодействия в процессе распространения с контролируемой средой и приема требует последовательного учета основных факторов, влияющих на величину принимаемого сигнала.

В общем случае поток, излучаемый лазерным диодом, можно записать в виде функциональной зависимости от управляющего длиной волны фактора Θ [17]

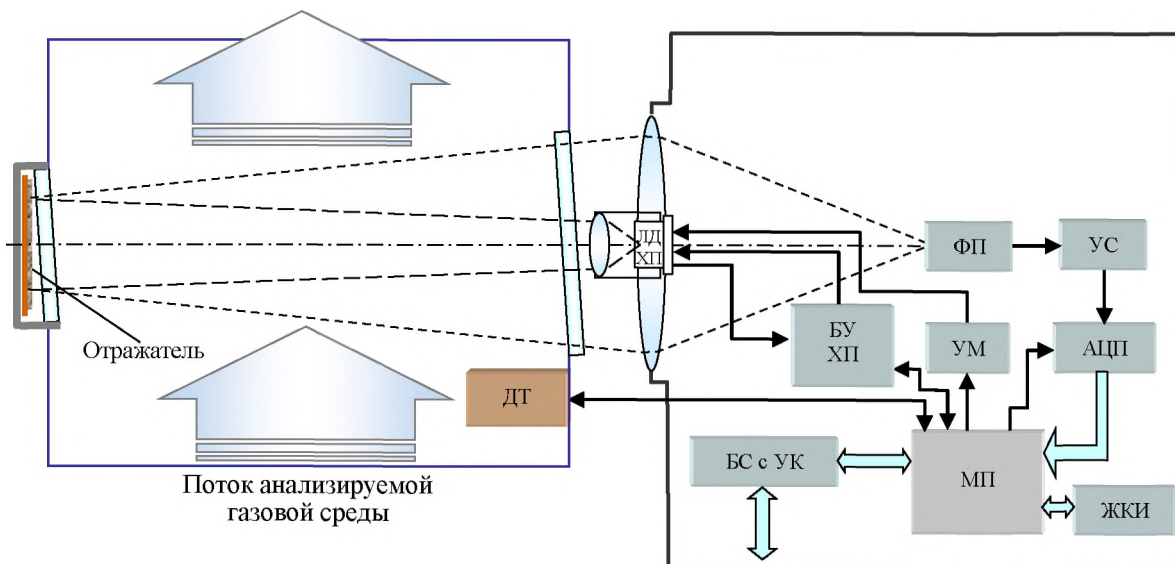


Рис. 1. Оптическая и функциональная схемы лазерного контроля влажности агрессивных аэродисперсных газовых сред

ФП – фотоприемник; УС – усилитель, АЦП – аналого-цифровой преобразователь; БУ ХП – блок управления температурой лазера с помощью встроенного холодильника Пельтье; УМ – усилитель мощности, обеспечивающий формирование по сигналу микропроцессора импульса тока для включения лазерного диода; БС с УК – блок связи микропроцессора с управляющим компьютером; МП – микропроцессор; ЖКИ – жидкокристаллический индикатор; ДТ – цифровой датчик температуры

$$\Phi(\Theta) = \Phi_0(\Theta) + \Phi_1(\Theta) + \dots + \Phi_k(\Theta),$$

где $\Phi_0(\Theta)$ – поток излучения основной моды (попадающей на линию поглощения контролируемого газа), $\Phi_1(\Theta), \dots, \Phi_k(\Theta)$ – потоки от остальных мод. В небольших пределах изменения Θ можно считать зависимость $\Phi(\Theta)$ линейной, т. е.

$$\Phi(\Theta) = \Phi_{\Sigma}(1 + m_{\Sigma}\Theta). \quad (16)$$

В принципе коэффициенты изменения мощности m_i для каждой моды могут быть разными, но записав равенство

$$\Phi_0[1 + m_0(\Theta)] + \Phi_1[1 + m_1(\Theta)] + \dots + \Phi_k[1 + m_k(\Theta)] = \Phi_{\Sigma}[1 + m_{\Sigma}(\Theta)],$$

путем последовательных преобразований можно получить

$$\frac{\Phi_0}{\Phi_{\Sigma}}m_0 + \frac{\Phi_1}{\Phi_{\Sigma}}m_1 + \dots + \frac{\Phi_k}{\Phi_{\Sigma}}m_k = m_{\Sigma}. \quad (17)$$

Таким образом, суммарную мощность многомодового излучения лазера можно представить в виде (16), где m_{Σ} определяется (17), а

$\Phi_{\Sigma} = \sum_{i=0}^k \Phi_i(\Theta_0)$, где Θ_0 – некоторое отсчетное значение фактора перестройки длин волн мод.

Факторами, с помощью которых управляют длиной волны генерируемого излучения, могут являться температура кристалла лазера, ток инжекции, угол наклона дифракционной решетки и т.д. Зависимость $\lambda(\Theta)$ для каждой моды в небольшом диапазоне перестройки также можно представить в линейном виде:

$$\lambda_i = \lambda_{0i} + k_{\lambda i}(\Theta - \Theta_0) = \lambda_{0i} + k_{\lambda i}\Delta\Theta.$$

После прохождения трассы длиной L поток зондирующего излучения, приходящий на фотоприемник, можно записать, используя закон Ламберта-Бера, в виде

$$\Phi_L(\Delta\Theta) = \alpha_d \Phi_{\Sigma} \exp\{-k_n[v^*(\Delta\Theta)]P_a L + m_{\Sigma}\Delta\Theta\}, \quad (18)$$

где α_d - коэффициент, учитывающий суммарные диссипативные потери, $k_n = \frac{\Phi_i}{\Phi_{\Sigma}} k[v^*(\Delta\Theta)]$ – нормированный линейный коэффициент поглощения, учитывающий относительную мощность излучения каждой моды, v^* – частота излучения (см^{-1}), P_a – парциальное давление газа в атмосфере.

Из выражения (18) следует, что использование корреляционного метода в лазерной газоаналитической аппаратуре, работающей в реальных производственных условиях, требует учета коэффициента диссипативных потерь α_d , модового состава излучения полупроводникового лазера и зависимости излучаемой им мощности от параметров, управляющих длиной волны излучения. Диссипативные потери определяются прозрачностью контролируемой среды, состоянием поверхностей оптических элементов, стабильностью коэффициента передачи электронного тракта и т.п. Возникающие из-за незнания α_d погрешности даже при проведении периодической калибровки аппаратуры могут значительно превышать пороговую чувствительность определения концентрации контролируемого компонента.

Для модифицированного корреляционного метода в процессе калибровки регистрируются два сигнала: 1-й – в отсутствие контролируемого вещества:

$$\Phi^{(0)} = \alpha_0 \Phi_{\Sigma} \exp\{m_{\Sigma}\Delta\Theta\},$$

2-й – при наличии анализируемого вещества с известным парциальным давлением P_k :

$$\Phi_{Lk}^{(Pk)} = \alpha_k \Phi_{\Sigma} \exp\{-k_n[v * (\Delta\Theta)]P_k L_k + m_{\Sigma}\Delta\Theta\},$$

где L_k – удвоенная длина трассы при калибровке. При измерениях на трассе с удвоенной базой L будет регистрироваться сигнал

$$\Phi_L^{(Pa)} = \alpha_{Pa} \Phi_{\Sigma} \exp\{-k_n[v * (\Delta\Theta)]P_a L + m_{\Sigma}\Delta\Theta\},$$

где P_a – искомое парциальное давление.

Поскольку коэффициенты α_0 , α_k и α_{Pa} неизвестны, необходим алгоритм вычисления P_a , в котором эти постоянные исключаются. Для этого с помощью преобразований заранее можно сформировать образ калибровочного сигнала, который не содержит коэффициентов диссипативных потерь, а при измерениях аналогичным способом создавать образ измерительного сигнала. Потом, применив корреляционную обработку, можно найти оценку амплитуды образа измерительного сигнала, по которой уже рассчитывается искомое парциальное давление.

Для создания образа калибровочного сигнала вначале формируется отношение $\Phi^{(0)} / \Phi_{Lk}^{(Pk)}$, затем берется разность логарифмов в двух точках $\Delta\Theta$ и $\Delta\Theta + \xi$ (используя принцип совокупных измерений). Прделав элементарные преобразования, получим образ калибровочного сигнала в виде

$$y(\Delta\Theta) = \begin{cases} P_k L_k [k_n(\Delta\Theta) - k_n(\Delta\Theta_k / 2 - \Delta\Theta)], & \text{при } 0 < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k / 2, \\ P_k L_k [k_n(\Delta\Theta) - k_n(\Delta\Theta_k - \Delta\Theta)], & \text{при } \frac{\Delta\Theta_k}{2} < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k. \end{cases} \quad (19)$$

На рис. 2 приведены функциональные зависимости, поясняющие процесс формирования образа. Сформированный образ калибровочного сигнала не содержит коэффициентов диссипативных потерь. Очевидна линейная зависимость $y(\Delta\Theta)$ от парциального давления, что весьма важно при работе в большом диапазоне измеряемых концентраций. К следующему достоинству полученного образа можно отнести его независимость от линейных составляющих изменения мощности лазерного излучения, возникающих в процессе перестройки его частоты. И, наконец, полученный образ не содержит постоянной составляющей, что несколько упрощает последующую корреляционную обработку.

Аналогично сформируем образ измерительного сигнала $x(\Delta\Theta, \eta)$, в который введем параметр η , описывающий возможный частотный сдвиг излучения из-за нестабильности поддержания параметров перестройки частоты лазера, например, температуры его кристалла,

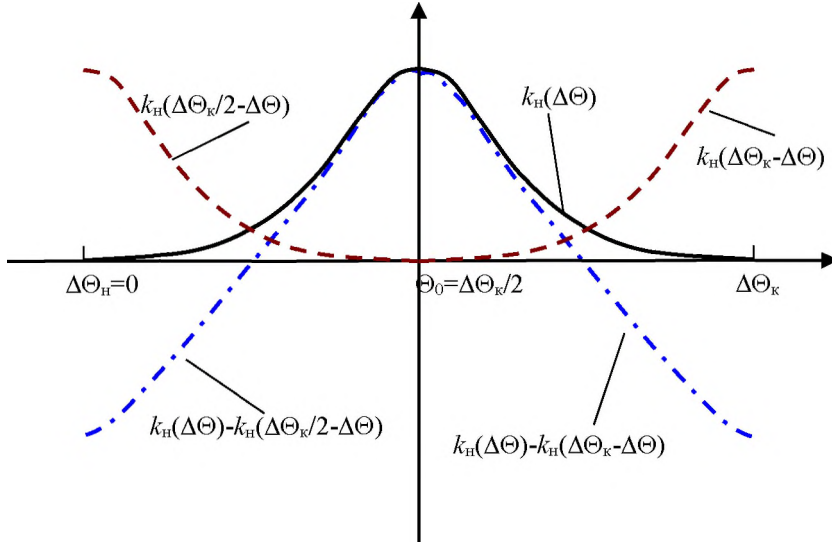


Рис. 2. Функциональные зависимости, используемые при формировании образа калибровочного сигнала: сплошная линия – зависимость нормированного линейного коэффициента поглощения $k_n(\Delta\Theta)$ выбранной линии контролируемого компонента от параметра перестройки $\Delta\Theta$ в интервале от $\Delta\Theta_n=0$ до $\Delta\Theta_k$; штриховая – зеркальное отображение $k_n(\Delta\Theta)$ относительно оси, проходящей через Θ_0 ; штрих-пунктир – разность этих зависимостей (19).

$$x(\Delta\Theta, \eta) = \begin{cases} y(\Delta\Theta) - P_a L [k_n(\Delta\Theta + \eta) - k_n(\Delta\Theta_k/2 - \Delta\Theta + \eta)] - C(\Delta\Theta) + B(\Delta\Theta, \eta), & \text{при } 0 < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k/2, \\ y(\Delta\Theta) - P_a L [k_n(\Delta\Theta + \eta) - k_n(\Delta\Theta_k - \Delta\Theta + \eta)] - C(\Delta\Theta) + B(\Delta\Theta, \eta), & \text{при } \frac{\Delta\Theta_k}{2} < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k, \end{cases}$$

где

$$C(\Delta\Theta) = \begin{cases} m_\Sigma(\Delta\Theta) - m_\Sigma(\Delta\Theta_k/2 - \Delta\Theta), & \text{при } 0 < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k/2, \\ m_\Sigma(\Delta\Theta) - m_\Sigma(\Delta\Theta_k - \Delta\Theta), & \text{при } \frac{\Delta\Theta_k}{2} < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k, \end{cases}$$

$$B(\Delta\Theta, \eta) = \begin{cases} m_\Sigma(\Delta\Theta + \eta) - m_\Sigma(\Delta\Theta_k/2 - \Delta\Theta + \eta), & \text{при } 0 < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k/2, \\ m_\Sigma(\Delta\Theta + \eta) - m_\Sigma(\Delta\Theta_k - \Delta\Theta + \eta), & \text{при } \frac{\Delta\Theta_k}{2} < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_k. \end{cases}$$

Необходимо еще исключить влияние возможного сдвига зависимости частоты излучения лазера от параметра перестройки $\Delta\Theta$ относительно записанной при калибровке. Это достигается путем определения максимального значения нормированной взаимно-корреляционной функции

$$A = \max[A(\eta)] \approx \int_{0+\eta}^{\Theta_k-\eta} x(\Delta\Theta, \eta) y(\Delta\Theta) d(\Delta\Theta) / \int_0^{\Theta_k} y^2(\Delta\Theta) d(\Delta\Theta). \quad (20)$$

Очевидно, что искомая амплитуда сигнала или максимум $A(\eta)$ будет наблюдаться при $\eta = 0$. При этом выражение для $x(\Delta\Theta, \eta)$ упрощается (поскольку $B(\Delta\Theta, \eta = 0) - C(\Delta\Theta) = 0$) и (20) принимает вид

$$A = \frac{\int_0^{\Theta_K} P_k L_k \Delta k_H(\Delta\Theta) [P_k L_k \Delta k_H(\Delta\Theta) - P_a L \Delta k_H(\Delta\Theta)] d(\Delta\Theta)}{\int_0^{\Theta_K} (P_k L_k)^2 [\Delta k_H(\Delta\Theta)]^2 d(\Delta\Theta)} = \frac{P_k L_k - P_a L}{P_k L_k},$$

$$\text{где } \Delta k_H(\Delta\Theta) = \begin{cases} k_H(\Delta\Theta) - k_H(\Delta\Theta_K/2 - \Delta\Theta), & \text{при } 0 < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_K, \\ k_H(\Delta\Theta) - k_H(\Delta\Theta_K - \Delta\Theta), & \text{при } \frac{\Delta\Theta_K}{2} < \Delta\Theta \leq \Delta\Theta_K. \end{cases}$$

Из последнего выражения легко получить удобную формулу для вычисления P_a :

$$P_a = P_k \frac{L_k}{L} (1 - A).$$

Использование модифицированного корреляционного метода для непрерывного контроля концентрации аммиака с применением перестраиваемого лазерного диода на основе GaInPAs и линий поглощения NH_3 в области 1.514 мкм показало, что пороговая чувствительность предлагаемого метода не хуже корреляционного, а эксплуатационная и метрологическая надежность обеспечивается следующими факторами: простотой калибровки, исключением влияния на результаты контроля возникающих в процессе эксплуатации загрязнений оптических поверхностей, неустойчивости поддержания средней температуры кристалла лазера, изменений коэффициента передачи оптических и электронных трактов и т.п. Достижимая чувствительность зависит от особенностей оптической системы и тщательности ее юстировки, сводящей к минимуму амплитуду паразитных интерференционных колебаний на фотоприемнике, наблюдающихся во время перестройки частоты излучения лазера.

При использовании дорогих современных полупроводниковых лазеров с внешним резонатором и широким диапазоном перестройки частоты генерации (≈ 70 нм) становится возможным путем анализа нескольких линий поглощения контролируемого газа и временного усреднения (накопления) сигналов довести пороговую чувствительность регистрации величины поглощения до 10^{-4} от среднего потока излучения лазера, которое попадает на чувствительную площадку фотоприемника после прохождения контролируемой трассы [20]. Например, использование лазера ТЕС 100-1550-10 фирмы Sacher Lasertechnik позволяет работать в облас-

ти слабых обертоновых линий поглощения CO (1,57 мкм), где перекрытие линий поглощения CO с линиями поглощения паров воды и углекислого газа меньше, чем в диапазоне 2.3 мкм. Это хорошо видно из рис. 3, на котором приведены, рассчитанные с помощью базы данных по линиям поглощения газов HITRAN значения пропускания топочных газов при температуре 793 К [21]. Концентрация паров воды составляет 20 %, а углекислого газа – 10 %, что обычно наблюдается при сгорании углеводородного топлива. Заметим, что линии поглощения CO в этом диапазоне очень слабые и без использования модифицированного корреляционного метода получить пороговую чувствительность порядка 500 ppm затруднительно. Действительно, поглощение проходящего излучения самыми интенсивными линиями составляет лишь около 20 % при объемной концентрации CO 10 %. Очевидно, что при пороговой чувствительности 500 ppm необходимо уверенно регистрировать изменения поглощения проходящего излучения, составляющие 0.1 %, в то время как интенсивность перекрывающихся линий поглощения H₂O и CO₂ в десятки раз больше, и небольшие вариации концентрации паров воды и CO₂ будут вызывать значительные погрешности.

Одночастотные полупроводниковые лазеры с использованием перестраиваемого внешнего резонатора на дифракционной решетке (схема Литтрова) достаточно дорогие. Поэтому анализировались методические погрешности определения концентрации CO при использовании дешевых полупроводниковых лазеров без внешнего резонатора с перестройкой частоты изменением температуры кристалла лазера термоэлектрическим микрохолодильником. Программное обеспечение работы такого лазерного измерителя концентрации CO должно учитывать гистерезис перестроечной характеристики лазера. Во время перестройки длины волны излучения лазера в одну и другую стороны наблюдается сдвиг фиксируемых контуров поглощения контролируемого газа относительно друг друга. Это требует проведения дополнительных операций при временном усреднении получаемых сигналов и дальнейшей корреляционной обработке.

Для правильной калибровки лазерного многомодового измерителя концентрации CO в топочных газах необходимо в процессе создания образа калибровочного сигнала обязательно учитывать уширение с ростом температуры линий поглощения всех попадающих в анализируемую спектральную область газовых компонентов. Поэтому начальную калибровку проводят с помощью кювет, содержащих CO, H₂O и CO₂ при комнатной температуре, но с несколько увеличенным давлением. На рис. 4 представлены полученные при численном моделировании соответст-

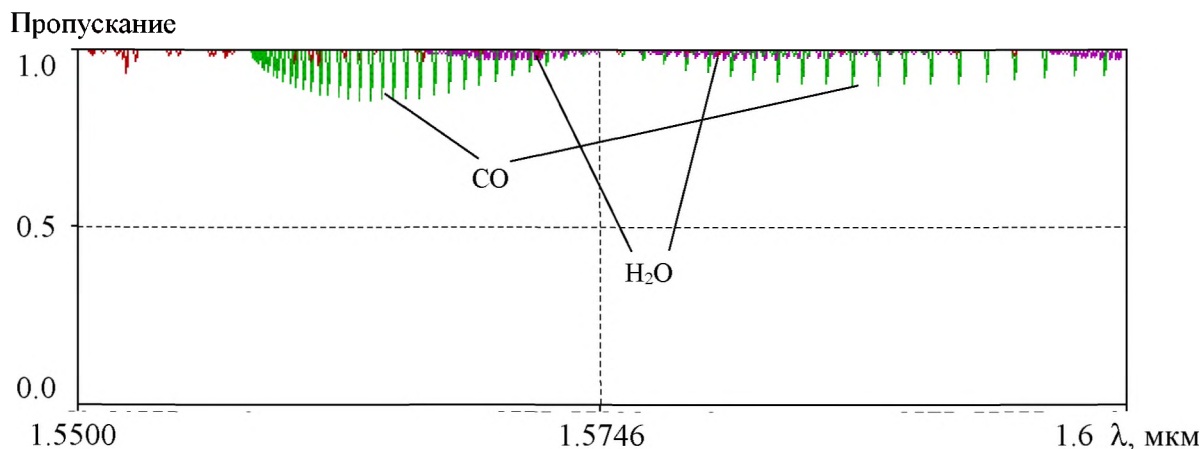


Рис. 3. Спектр пропускания топочных газов в области 1.57 мкм при длине трассы 5 м

вующие зависимости, показывающие, что при оптимальном выборе длины калибровочной кюветы l_c и давления CO в ней p_c^{CO} , методические погрешности при использовании многомодового излучения и модифицированного корреляционного метода измерений близки к требуемым [21].

8. Недисперсионные корреляционные трансмиссионные методы контроля концентрации газов

При контроле концентрации ряда газов (CO, CO₂, углеводородов и т. д.), которые имеют интенсивные линии поглощения в средней ИК-области спектра, где пока отсутствуют лазерные диоды, не требующие криогенного охлаждения, перспективно использование неохлаждаемых ИК-светодиодов, работающих в спектральной области до 7,0 мкм. В качестве примера можно привести светодиоды, изготавливаемые научно-технологическим центром «Physimpex» (ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург). Светодиоды по сравнению с лазерами имеют широкий спектр излучения, что сильно сказывается как на пороговой чувствительности, так и селективности непрерывного контроля. К тому же существующая зависимость характеристик светодиодов и фотоприемников от температуры окружающей среды приводит к возникновению погрешностей, для учета которых необходима частая калибровка, осуществление которой при непрерывном контроле сильно усложняет аппаратуру. В состав прибора необходимо дополнительно вводить образцовую среду и средства ее помещения в измерительный канал. Погрешности традиционно используемых методик измерений (интегральных и дифференциальных) определяются указанными факторами. Например, при использовании интегрального ослабления излучения светодиода выбранной поло-

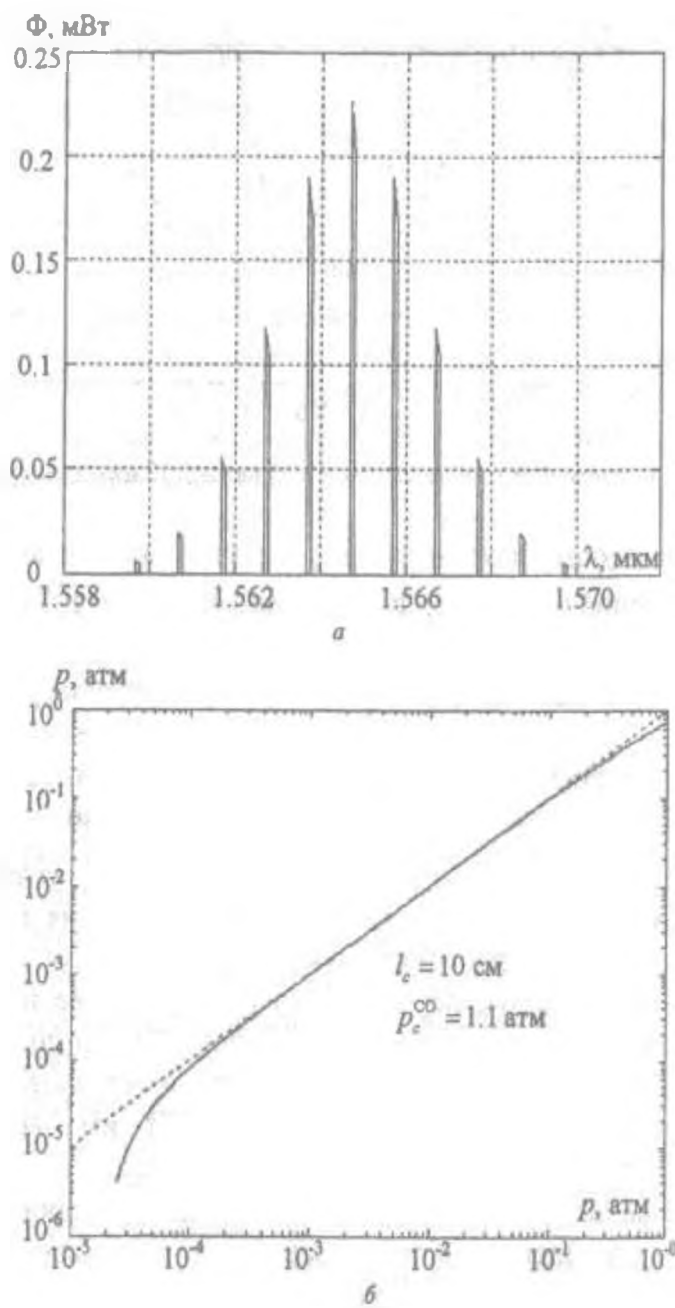


Рис. 4. Изменение мощности мод моделируемого лазера с длиной волны (*а*) и зависимости определяемых значений парциального давления СО от истинных (*б*) для одночастотного (штриховая линия) и многомодового (сплошная кривая) излучения

сой поглощения газа любые изменения его ватт-амперной характеристики или крутизны преобразования фотоприемника приводят к погрешностям контроля [22].

Для исключения этих недостатков обычно используют дифференциальный способ измерений, поскольку при вычислении отношения сигнала

лов, фиксируемых в измерительном и опорном каналах, сокращаются неизвестные коэффициенты диссипативных потерь и крутизна преобразования приемника излучения. К недостаткам дифференциальной схемы измерений можно отнести сложность оптико-механической части и некоторое снижение отношения сигнал/шум за счет сужения спектральных интервалов измерительного и опорного каналов. Более существенным недостатком является невысокая селективность дифференциального метода. Отметим, что в промышленности в основном требуется вести непрерывный контроль состава сложных аэродисперсных сред и хорошая селективность контроля является неременным условием. Например, при определении концентрации СО непосредственно в потоке дымовых газов

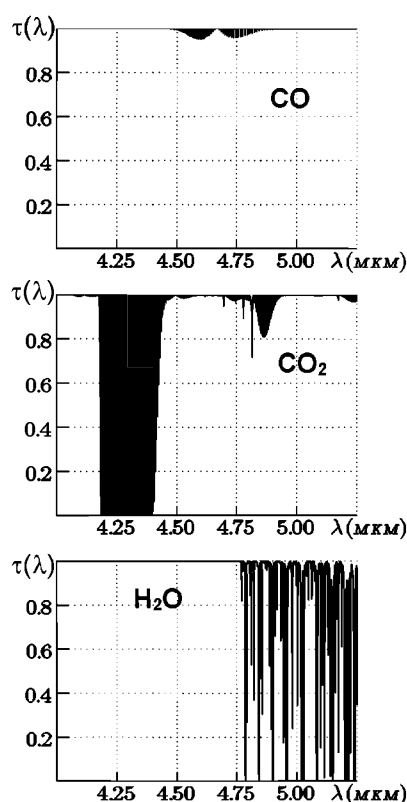


Рис.5. Спектры пропускания основных компонентов дымовых газов котлов

для оптимизации процесса горения топлива пороговая чувствительность интегральных и дифференциальных способов ограничена влиянием вариаций концентрации H_2O и CO_2 [22]. Это влияние возникает из-за перекрытия спектров. В качестве иллюстрации на рис. 5 представлены спектры поглощения СО при концентрации 10^{-3} % от объема, CO_2 при концентрации 10 % и H_2O с концентрацией 20 % от объема при температуре 373 °С. Указанные температуры и концентрации характерны для дымовых газов котлов. Длина трассы составляет 1 м.

Для повышения селективности контроля необходимо применение корреляционных методов контроля [17, 20], основанных на уникальности полос поглощения каждой компоненты. Хотя полосы поглощения разных газов контролируемой среды могут перекрываться, практически отсутствует их взаимная корреляция, что позволяет в десятки раз повысить селективность анализа.

Существенным достоинством корреляционных методов является возможность использования более широких, по сравнению с дифференциальными способами, спектральных интервалов регистрации излучения, что увеличивает отношение сигнал/шум и позволяет применять как неохлаждаемые приемники излучения с невысокой пороговой чувствительностью, так и светодиоды, которые имеют малую интенсивность, особенно на длинах волн более 4 мкм.

В целом аналитические методы корреляционной спектроскопии можно разделить на дисперсионные и недисперсионные. К дисперсионным относятся методы, в которых обязательным является спектральное разложение используемого источника излучения. Они требуют использования спектрометров, в которых вместо одной щели, применяется их набор, называемый поглощающей маской, пропускающей излучение лишь в линиях поглощения контролируемого газа. Маска совершает небольшие колебания вдоль спектра около центра линий с частотой несколько десятков герц и при наличии в спектре приходящего излучения провалов, обусловленных линиями поглощения исследуемого газа, на выходе фотоприемника формируется модулированный по амплитуде сигнал. Основными недостатками корреляционных масочных приборов является их сложность, поскольку они требуют спектрометра высокого разрешения, и малая светосила.

Недисперсионные методы не требуют спектрального разложения используемого излучения. Необходимое ослабление излучения на длинах волн, коррелирующих с линиями поглощения анализируемого газообразного вещества, достигается путем пропускания зондирующего светового потока через кювету (обычно называемую корреляционной), которая заполнена таким же анализируемым газом. Попеременное пропускание излучения через корреляционную кювету и нейтральный ослабитель позволяет промодулировать только те спектральные составляющие, которые совпадают с линиями поглощения контролируемого газа. Поскольку функции диспергирующего элемента и маски выполняет корреляционная кювета с фиксированным количеством того же газа, который подлежит контролю, то недисперсионные корреляционные газоанализаторы обладают более простой оптической схемой по сравнению с дисперсионными. Как видно из рис. 6, поток излучения от внешнего источника подсветки, прошедший через контролируемую среду и попадающий на приемный объектив, делится на два пучка, один из которых проходит через корреляционную кювету, а второй через нейтральную, заполненную обычно сухим азотом.

Концентрация газа в корреляционной кювете (например, CO) должна быть такой, чтобы в спектре выходящего из корреляционной кюветы излучения отсутствовали соответствующие спектральные составляющие, поглощаемые им. Тогда поглощение CO, находящегося в контролируемой среде, практически не изменяет интенсивность потока на выходе корреляционной кюветы. Если же поток проходит через нейтральную кювету (обычно заполняемую сухим азотом), то поглощение CO, находящегося в контролируемой среде, будет вызывать ослабление сигнала,

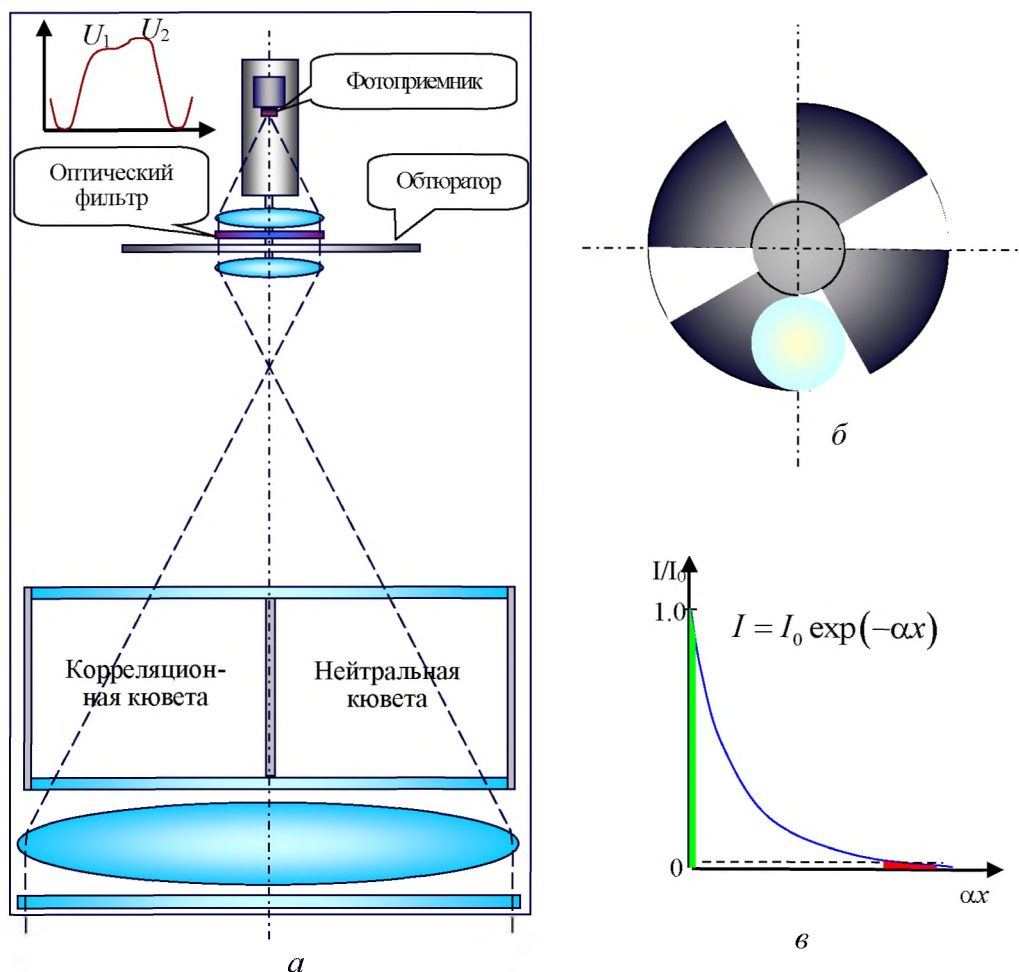


Рис. 6. Оптическая схема недисперсионного корреляционного газоанализатора, использующего немодулированную внешнюю подсветку (а), соотношения между размерами пучка излучения и лопастей обтюратора (б), интенсивности излучения прошедшего через нейтральную и корреляционную кюветы в спектральном диапазоне поглощения контролируемого компонента (в)

формируемого фотоприемником.

Можно предложить несколько оптических схем недисперсионных корреляционных газоанализаторов. Например, на рис. 7 показана оптическая схема газоанализатора с модуляцией зондирующего излучения, источником которого может являться как светодиод, так и тепловой излучатель. Достоинством этой схемы является использование одного излучателя и одного приемника.

Рассмотрим, каким образом обеспечивается метрологическая надежность схемы, представленной на рис. 8, которая не требует использования вращающихся механических узлов. При ее использовании о поглощающей массе газа на контролируемом участке судят по разности потоков от двух светодиодов, попадающих на фотоприемник.

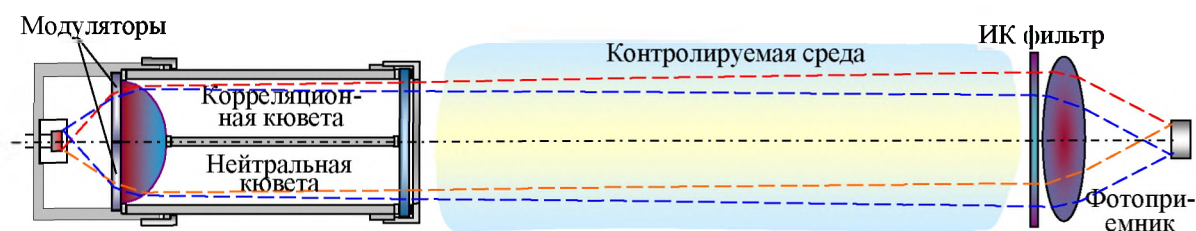


Рис.7. Функциональная оптическая схема недисперсионного корреляционного газоанализатора с модуляцией зондирующего излучения

Излучение первого светодиода проходит через коллимирующую линзу, корреляционную кювету, полупрозрачное зеркало, расположенное под углом 45° градусов к оптической оси системы, контролируемую среду, оптический фильтр и собирается приемной линзой на чувствительной площадке фотоприемника. Излучение второго светодиода после прохождения нейтральной кюветы поворачивается полупрозрачным зеркалом под углом 90° и далее идет по тому же пути, что и излучение первого светодиода. Найдем оценочное выражение для определения парциального давления контролируемого газа при измерениях. Поток от светодиодов, прошедшие через кюветы, можно записать в следующем виде:

$$\Phi_{k1}(\lambda) = \Phi_1(\lambda) \cdot \tau_{k1}(\lambda) \cdot \exp[-k(\lambda)P_{k1}l_1],$$

$$\Phi_{k2}(\lambda) = \Phi_2(\lambda) \cdot \tau_{k2}(\lambda) \cdot \exp[-k(\lambda)P_{k2}l_2],$$

где $\Phi_1(\lambda)$ и $\Phi_2(\lambda)$ - потоки излучения от светодиодов; τ_{k1} , τ_{k2} - коэффициенты пропускания окон кювет; $k(\lambda)$ - коэффициент поглощения контролируемого газа; $P_{k1}l_1$, $P_{k2}l_2$ - произведения парциального давления газов в кюветах на их длины.

При дальнейшем их прохождении через полупрозрачное зеркало, первое защитное стекло, анализируемую среду, второе защитное стекло получаем:

$$\Phi_{0k1}(\lambda) = \tau_{31}(\lambda)\tau_{0k}(\lambda) \cdot \Phi_{k1}(\lambda) \cdot \exp\{-[k(\lambda)P_{cp} + k_{cp}(\lambda)P]l_{cp}\},$$

$$\Phi_{0k2}(\lambda) = \tau_{32}(\lambda)\tau_{0k}(\lambda) \cdot \Phi_{k2}(\lambda) \cdot \exp\{-[k(\lambda)P_{cp} + k_{cp}(\lambda)P]l_{cp}\},$$

где $\tau_{31}(\lambda)$, $\tau_{32}(\lambda)$ - относительные потери потоков от первого и второго светодиодов при прохождении полупрозрачного зеркала; $\tau_{0k}(\lambda)$ - суммарный коэффициент пропускания защитных стекол; P_{cp} - парциальное давление контролируемого газа; $k_{cp}(\lambda)P$ - произведение коэффициента поглощения аэродисперсной среды на ее парциальное давление при отсутствии контролируемого газа; l_{cp} - длина контролируемой трассы.

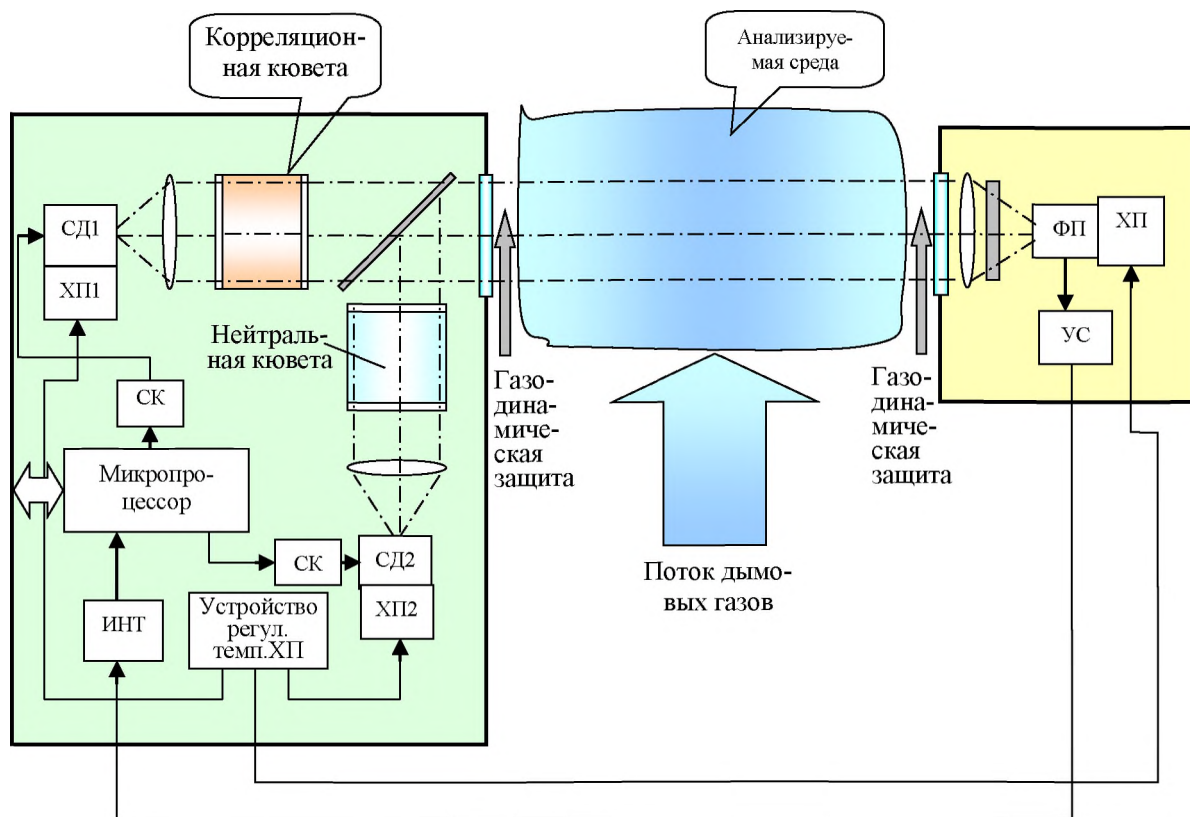


Рис. 8. Функциональная схема недисперсионного корреляционного светодиодного газоанализатора

ФП – фотоприемник, УС – усилитель, ИНТ – интегратор, СК – система контроля, ХП – холодильник Пельтье, СД – инфракрасные светодиоды

Интегральные потоки u_1 и u_2 от каждого излучателя, попадающие на фотоприемник, рассчитываются с помощью выражений:

$$u_1 = A_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\phi}(\lambda) \cdot \Phi_{k1} \cdot \exp[-k(\lambda)(P_{k1}l_{k1} + P_{cp}l_{cp}) - k_{cp}(\lambda)Pl_{cp}]d\lambda,$$

$$u_2 = A_2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\phi}(\lambda) \cdot \Phi_{k2} \cdot \exp[-k(\lambda)(P_{k2}l_{k2} + P_{cp}l_{cp}) - k_{cp}(\lambda)Pl_{cp}]d\lambda,$$

где $A_1 = \tau_{k1}\tau_{31}\tau_{0k}$; $A_2 = \tau_{k2}\tau_{32}\tau_{0k}$; а $\tau_{\phi}(\lambda)$ – коэффициент пропускания фильтра.

Для упрощения дальнейших расчетов положим, что регулировкой тока инъекции можно добиться равенства коэффициентов

$$A_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_1(\lambda)d\lambda = A_2 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_2(\lambda)d\lambda = A, \text{ что легко достигается для идентич-}$$

ных излучателей, поскольку поведение $\Phi_1(\lambda)$, $\Phi_2(\lambda)$ в рабочем диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$ монотонное и примерно одинаковое.

С целью исключения влияния диссипативных потерь найдем разность и сумму потоков, а потом получим их отношение:

$$\frac{u_1 - u_2}{u_1 + u_2} = \frac{B - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\Phi}(\lambda) \cdot \tau_{\text{ср}}(\lambda) \exp[-k(\lambda)(P_{k2}l_2 + P_{\text{ср}}l_{\text{ср}})] d\lambda}{B + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\Phi}(\lambda) \cdot \tau_{\text{ср}}(\lambda) \exp[-k(\lambda)(P_{k2}l_2 + P_{\text{ср}}l_{\text{ср}})] d\lambda},$$

где $\tau_{\text{ср}}(\lambda) = \exp[-k_{\text{ср}}(\lambda)Pl_{\text{ср}}]$, а $B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\Phi}(\lambda) \cdot \tau_{\text{ср}}(\lambda) \exp[-k(\lambda)P_{k1}l_1] d\lambda$.

После дальнейших преобразований можно получить зависимость определяемого парциального давления от основных параметров

$$P_{\text{ср}} = \frac{1}{l_{\text{ср}}} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\Phi}(\lambda) \cdot \tau_{\text{ср}}(\lambda) \exp[-k_{\text{ср}}(\lambda)P_{k2}l_2] d\lambda - \frac{u_2}{u_1} B}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\Phi}(\lambda) \cdot \tau_{\text{ср}}(\lambda) k(\lambda) d\lambda}.$$

Определяемое парциальное давление будет слабо зависеть от $\tau_{\text{ср}}(\lambda)$, поскольку этот коэффициент содержится во всех членах знаменателя и числителя. Полностью исключается влияние вариаций параметров приемного тракта (загрязнений оптических поверхностей, нестабильности крутизны преобразования и т. д.) на погрешности измерений, так как перечисленные величины сокращаются при вычислении отношения регистрируемых потоков u_2/u_1 . Наблюдается лишь влияние вариаций концентрации сопутствующих газов, возникающее при перекрытии полос поглощения. Для иллюстрации на рис. 9 представлены зависимости влияния содержания CO_2 на измеряемые значения концентрации CO [21-23]. При добавлении в калибровочную смесь сопутствующего газа в соответствующей концентрации эти погрешности могут быть снижены на порядок.

Заключение

Таким образом, применение полупроводниковых излучателей позволяет придать конструкциям создаваемых газоаналитических средств свойство портативности, а использование принципов концепции «безап-

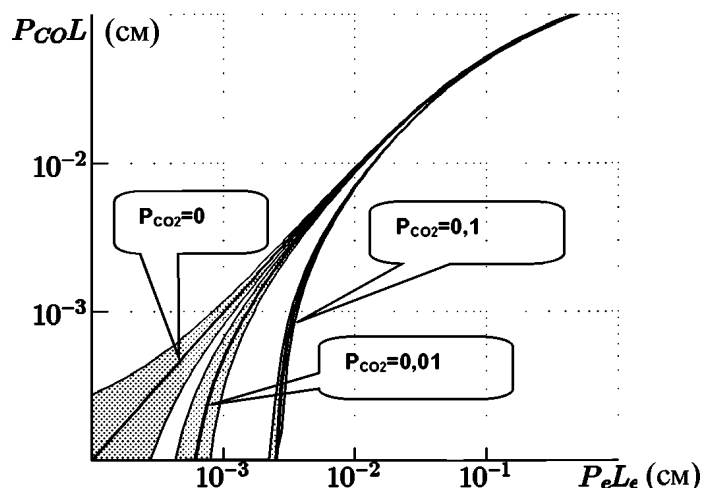


Рис. 9. Результаты моделирования влияния содержания CO_2 в дымовых газах на результаты определения концентрации CO при использовании калибровочной смеси, содержащей только CO и N_2

приорности» – максимально устранить влияние на результаты измерений вариаций аппаратурных параметров и неконтролируемых изменений среды.

Литература

1. Кугейко М. М., Малевич И. А. Системный подход к анализу и синтезу структур автоматизированных систем оптико-физической диагностики рассеивающих сред. // Измерительная техника. 1996. № 9. С. 40–44.
2. Кугейко М. М., Малевич И. А., Оношко Д. М. Анализ моделей и физических ограничений методов восстановления оптических и микрофизических характеристик неоднородных рассеивающих сред. // Сб. научн. тр. «Новые информационные технологии». Мн.: Белгосуниверситет, 1997. С. 56–90.
3. Кугейко М. М., Малевич И. А., Оношко Д. М. Разработка теории диагностики слоисто неоднородных сред (в условиях минимума априорной и дополнительной измерительной информации). // Сб. научн. тр. «Новые информационные технологии». – Мн.: Белгосуниверситет, 1997. С. 91–123.
4. Кугейко М. М. Принципы построения оптико-физических систем локальной диагностики. // Сб. научн. тр. «Новые информационные технологии». – Мн.: Белгосуниверситет, 1997. С. 124–129.
5. Kugeiko M. M., Onoshko D. M. Remote sensing of atmosphere and water media under condition of a priori uncertainty. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3110. P. 180–184.
6. Кугейко М. М. Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности). – Мн.: БГУ, 1999. – 196 с.
7. Кугейко М. М., Оношко Д. М. Диагностика первичных характеристик переходных участков многочастотных рассеивающих сред (в рамках концепции «безаприор-

- ности»). // Сб. научн. тр. «Оптика и спектроскопия молекулярных и немолекулярных систем». – Мн.: БГУ, 2000. С. 130–158.
8. Кугейко М. М., Фираго В. А. Концепция «безаприорности» в диагностике аэрозольных сред. // Сб. научн. тр. «Радиофизика и электроника», вып. 5. – Мн.: БГУ, 2001. С. 79–87.
 9. Кугейко М. М. О «бескалибровочных» оптико-физических измерениях. // Измерительная техника, 1997. № 9. С. 35–38.
 10. Kugeiko M. M., Barkova A. V. Principles of development of “calibration-free” systems of optical biomedical diagnostics // Proc. SPIE. 2001. Vol. 4535. P. 11–19.
 11. Laser diagnostics of aerosol and gas emissions from factory chimneys (concept of elimination of a priori data) / M. M. Kugeiko, V. A. Firago, A. V. Barkova, S. Belezyak // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4680. P. 112–121.
 12. Кугейко М. М., Оношко Д. М. К теории томографического зондирования рассеивающих сред. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11, № 12. С. 1333–1336.
 13. Kugeiko M. M., Onoshko D. M. Bistatic tomographic sensing of the environment. // Proc. SPIE. 2003. Vol. 4887. P. 32–40.
 14. Кугейко М. М., Оношко Д. М. Связь параметров рассеивающей среды и измерительной аппаратуры в бистатистическом томографическом зондировании. // Оптика и атмосфера океана. 2002. Т. 15, № 2. С. 125–131.
 15. Кугейко М. М., Оношко Д. М. Способ определения оптических характеристик рассеивающих сред. // Патент РБ № 3670.
 16. Кугейко М. М., Умрейко Д. С. Спектрально-томографический метод определения компонентного состава рассеивающих сред. // ЖПС. 2002. Т. 69, № 6. С. 778–781.
 17. Кугейко М. М., Фираго В. А. Лазерные методы контроля компонентного состава аэрозольных сред. // ЖПС. 2001. Т. 68, № 4. С. 520–525.
 18. Кугейко М. М., Фираго В. А. Прецизионный лазерный измеритель коэффициента ослабления, прозрачности, мутности жидких сред. // Сб. ст. 3-й конф. по лазерной физике и спектроскопии. Т. 1. Гродно, 1997. С. 101–104.
 19. Кугейко М. М., Фираго В. А. Лазерный измеритель коэффициента ослабления в жидких средах. // Материалы научн. техн. конф. «Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления», Мн.: МГИЭП, 1998. С. 149–152.
 20. Дрозд С. Н., Манак И. С., Фираго В. А. Методы и средства лазерной диодной спектроскопии в газоаналитических задачах (обзор) // Лазерная и оптоэлектронная техника: Сб. науч. тр. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 45–84.
 21. Корреляционные газоаналитические средства непрерывного контроля на основе полупроводниковых источников излучения / В. Вуйчик, В. А. Фираго, М. М. Кугейко, И. С. Манак // Квантовая электроника: Материалы IV Междунар. конф. Мн.: БГУ, 2002. С. 157–161.
 22. Компьютерное моделирование светодиодных газоанализаторов / А. А. Афоненко, С. Н. Дрозд, И. С. Манак, В. А. Фираго // Лазерная и оптоэлектронная техника: Сб. науч. тр. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 85–111.
 23. LED's and laser gas analyzers intended for an increase of fuel firing in the heat-and-power engineering / W. Wojcik, V. A. Firago, M. M. Kugeiko, et al. // New Electrical and Electronic Technologies and Their Industrial Implementation: III Int. sympos. Zakopane, 2003. P. 230–234.

В. А. Фираго, В. Л. Козлов

ПОИСКОВО-ОБЗОРНЫЕ И СЛЕДЯЩИЕ ЛОКАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Введение

Среди задач ПВО – обнаружить и поразить воздушную цель – первая считается в настоящее время наиболее трудно выполнимой. Если в 60–70-ых г. основными воздушными целями для тактических комплексов ПВО были самолеты с эффективной площадью рассеяния (ЭПР) в десятки квадратных метров, либо ракеты первого поколения с радиолокационной ЭПР более 1 м^2 и высотой полета около 100 м, то 80-е годы главной угрозой стали малогабаритные низколетящие ракеты нового поколения с ЭПР около 0.1 м^2 и низкими высотами полета. Кроме того, интенсивно проводимые во многих западных странах НИОКР по разработке технологий «стелс» и внедрение их при создании самолетов и ракет способствуют дальнейшему снижению ЭПР. Предполагается, что вскоре ЭПР низколетящих противокорабельных ракет может уменьшиться до $0.01\text{--}0.001 \text{ м}^2$. Совершенствование возможностей воздушных летательных аппаратов преодолевать зону ПВО послужило еще одной причиной усиленного внимания со стороны специалистов к проблеме разработки новых средств поиска и обнаружения воздушных целей.

Существуют и чисто физические проблемы. Например, малая высота полета современных противокорабельных ракет приводит к тому, что почти вся трасса прохождения энергии сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения радиолокатора находится в приводной зоне. Возникающие в ней при определенных погодных условиях инверсные распределения влажности и температуры воздуха приводят к хорошо известному явлению аномального распространения радиоволн, нарушающему нормальное функционирование радиолокационных станций (РЛС). Разумеется, работа в оптическом диапазоне также сопряжена с проблемами прохождения сигналов через приземную атмосферу. Снег, туман, дождь или низкая облачность могут ограничить использование оптических средств. Однако неблагоприятные условия одновременно для систем оптического и радиодиапазона, как правило, не возникают. Именно поэтому совместная, взаимодополняющая работа локационных систем обоих диапазонов признается оптимальным способом решения проблемы поиска и обнаружения воздушных объектов на современном этапе.

1. Тенденции развития пассивных и активных инфракрасных локационных систем военного назначения

История развития локационных систем оптического диапазона насчитывает около 40 лет. Они рассматривались как устройства, решающие вспомогательные задачи для штатных радиолокационных средств. Но по мере совершенствования возможностей летательных аппаратов преодолевать ПВО пришлось разрабатывать принципиально новые, более эффективные средства борьбы с ними. Например, в последнее десятилетие развитые западные государства большое значение придают совершенствованию ПВО надводных кораблей. Причем наибольшее внимание уделяется не коллективной обороне морских соединений от противокорабельных ракет и авиации, а средствам индивидуальной защиты отдельных кораблей, т. е. подавляющая часть задач самообороны перекладывается с кораблей тяжелых классов на корабли средних и малых классов. Подобная переориентация неизбежно приводит к необходимости расширения возможностей технических средств таких кораблей при относительно небольшом увеличении стоимости их постройки и эксплуатации.

При локационном способе обнаружения объекта и дальнейшего слежения за ним требуется затрачивать некоторую энергию. Уровень средней излучаемой мощности является величиной, определяющей массу, габариты, энергопотребление и, в конечном счете, стоимость системы, что характерно и для активных оптико-локационных систем. Естественно при активном способе обзора заданного участка воздушного пространства теряется скрытность работы и противник может своевременно принять адекватные меры по подавлению излучающих средств ПВО.

Пассивные оптико-локационные системы выгодно отличаются незаметностью для противника, поскольку каждый достаточно быстро движущийся летательный аппарат затрачивает энергию на преодоление сопротивления воздуха, часть которой, преобразуясь в электромагнитное излучение оптического диапазона, несет информацию позволяющую обнаружить его. Характеристики современных многоэлементных приемников излучения близки к теоретически достижимым, поэтому габариты оптико-механических сканирующих узлов пассивных локационных систем на порядки меньше, чем у РЛС. Разумеется, скорость обзора воздушного пространства и число одновременно сопровождаемых целей для пассивных систем имеет пределы, но они обусловлены в основном вычислительной мощностью блока обработки цифровых видеопотоков, идущих от фотоприемных устройств. Быстрый прогресс в области микропроцессорной техники позволяет наращивать эту мощность практиче-

ски без увеличения массогабаритных характеристик и энергопотребления системы.

В настоящий момент поисково-обзорные и следящие оптико-электронные системы, а также аналогичные системы наведения рассматриваются как ключевые элементы современного оружия. Это стало возможным в результате технологических прорывов при создании всех критических элементов этих систем.

Рассмотрим их по порядку. Основным узлом оптических локаторов является оптико-механическая система. Поле обзора современных зарубежных локационных систем составляет 360° по азимуту и от -10 до $+40^\circ$ по углу места. Время разворота в заданном направлении – не более 2 с, максимальные угловые скорости слежения 40 – 60 угл. град/с. Такие динамические характеристики обеспечиваются применением высокомоментных электродвигателей с магнитами из редкоземельных металлов, либо гидравлическими приводами. Важнейшая характеристика локационных систем – погрешность определения координат объекта. Эта величина складывается в основном из трех компонентов: погрешности определения координат цели относительно главной оси оптической системы, погрешности измерения ориентации главной оптической оси и погрешности начальной установки угловой системы координат. Первая погрешность в типичных случаях приближенно равна десяти угловым секундам (при работе по квазиточечным целям); вторая, при использовании современных датчиков углов, составляет единицы угловых секунд. При размещении локационной системы на постоянно движущемся объекте, например на корабле, третья составляющая общей погрешности может возрастать вследствие рассогласования (из-за упругих динамических деформаций корпуса корабля) собственных угловых координат оптического локатора с общекорабельной системой координат, определяемой центральным гироскопическим постом корабля. Включение в состав оптического локатора лазерного трехосного гироскопа с волоконно-оптическими контурами позволяет сохранять взаимное положение систем координат с погрешностью единицы угловых секунд.

К оптическому тракту локационных систем, в который входят оптические элементы, начиная со входного окна и заканчивая плоскостью формирования конечного изображения, предъявляются весьма жесткие требования. Например, угловое разрешение должно быть близко к дифракционному пределу, относительное отверстие объектива для улучшения пороговой чувствительности путем уменьшения площади фоточувствительных площадок многоэлементного приемника должно быть больше единицы. При одновременной работе в двух окнах прозрачности

атмосферы (обычно 3–5 и 8–14 мкм) хроматические аберрации должны вносить минимальные искажения. К тому же коэффициент пропускания оптического тракта должен быть близким к единице, а все характеристики – сохраняться в большом интервале температур эксплуатации. Выполнение этих требований стало возможным после создания новейших технологий: прецизионного алмазного точения, позволяющего изготавливать высокоточные асферические поверхности; нанесения алмазоподобных высокоэффективных просветляющих покрытий; изготовления специальных оптических элементов, обеспечивающих радикальное улучшение хроматической коррекции и уменьшение влияния на формирование изображения температурных перепадов.

Самый значительный прогресс достигнут в процессе улучшения характеристик следующего узла, представляющего собой многоэлементный детектор ИК излучения. В используемых окнах прозрачности атмосферы пороговая чувствительность инфракрасных локационных систем ограничивается флуктуациями фонового излучения. Поэтому главной задачей разработчиков линеек и матриц инфракрасных приемников было создание технологии их изготовления и конструктивных решений, обеспечивающих минимум собственных шумов и высокую однородность чувствительности элементов. В пассивной инфракрасной локации информационными сигналами являются небольшие изменения яркости движущегося объекта $L_{об}$, наблюдаемого на естественном яркостном фоне. Эквивалентный перепад температур между объектом и окружающим фоном с яркостью $L_{ф}$ зачастую меньше 1 К, что соответствует контрасту $K = (L_{об} - L_{ф}) / (L_{об} + L_{ф})$, равному 4 % в спектральном диапазоне 3–5 мкм и – 1.6 % в диапазоне 8–14 мкм. Это предъявляет повышенные требования к однородности чувствительности элементов матриц, их собственным шумам и блоку преобразования получаемых сигналов в цифровой видеопоток. Были созданы крупноформатные гибридные матрицы на основе узкозонных полупроводников HgCdTe и InSb, квантоворазмерных гетероструктур GaAs/AlGaAs, планарные матрицы на основе фотодиодов Шоттки из PtSi и гетеропереходов GeSi/Si, объединенных со сдвиговыми регистрами на единой кремниевой подложке. Предпринимаются попытки создания перспективных для ИК-матриц фотоприемников на основе квантоворазмерных структур GeSi/Si, δ -легированных квантовых ям и сверхрешеток, а также на основе других сложных полупроводников.

Наилучшие характеристики среди крупноформатных матриц имеют гибридные, в которых используются фотодиоды на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с

$x > 0.2$. Квантовая эффективность таких приемников превышает 70 % и лучшие их образцы в наземных условиях обеспечивают пороговую чувствительность, ограниченную флуктуациями фонового излучения. Но обязательное условие их эксплуатации – криогенное охлаждение до 77 К. Эта проблема была успешно решена в прошлое десятилетие. Временной ресурс современных микрокриогенных систем, построенных по термодинамической схеме Стирлинга, достигает несколько десятков тысяч часов, а энергопотребление – несколько десятков ватт, что обеспечивает возможность их нахождения в постоянно работающем состоянии на протяжении нескольких лет.

В режиме ограничения чувствительности матрицы флуктуациями фонового излучения единственным путем повышения отношения сигнал/шум при поисково-обзорном сканировании является увеличение количества чувствительных элементов матрицы вдоль направления сканирования, например, в строках. При этом появляется возможность усреднения получаемых отсчетов яркости по элементам строки и отношение сигнал/шум растет пропорционально корню квадратному их количества. В настоящий момент главное препятствие на пути увеличения формата рассматриваемых гибридных матриц – высокий уровень фонового излучения в средней ИК области спектра. Расчеты показывают, что количество фотонов, попадающих на один элемент матрицы от фона в диапазоне 8–14 мкм за 10 мкс, составляет несколько десятков миллионов, что приводит к быстрому переполнению накопительных емкостей генерируемыми зарядами. В видимой области спектра в яркий солнечный день соответствующее количество фотонов фона меньше на три – пять порядков. Большая скорость фотогенерации носителей приводит к необходимости использовать высокую тактовую частоту считывания зарядов, а это в свою очередь расширяет рабочую полосу частот сдвиговых регистров и блока преобразования зарядов в цифровой видеопоток. Естественно, при этом снижается пороговая чувствительность матрицы, и основные усилия разработчиков в настоящий момент направлены на радикальное увеличение емкости накопительных ячеек, чтобы время накопления составляло десятки миллисекунд.

В последнее время проводится ряд работ по созданию оптико-локационных систем в ультрафиолетовой области 0.25–0.3 мкм. В этом диапазоне излучение Солнца полностью поглощается слоем атмосферного озона, находящимся на высотах более 20 км. Атмосферный кислород, поглощая излучение на длинах волн меньше 0.25 мкм, определяет коротковолновую границу этого диапазона. Поэтому в этом достаточно прозрачном окне создается исключительно благоприятная помеховая обста-

новка, лишенная естественного солнечного фона. Даже очень слабое ультрафиолетовое излучение факела ракетного двигателя летательных аппаратов может быть зарегистрировано на дальностях, превышающих возможности систем ИК-диапазона. Но для этого требуются ультрафиолетовые матричные фотоприемные устройства, работающие в режиме счета фотонов.

Недостатком пассивных оптико-локационных систем является отсутствие таких важных составляющих информационных параметров аэродинамической цели как дальность и скорость. Поэтому в конце 20-го века велись интенсивные разработки лазерных локационных систем. Однако созданные лазерные локаторы, определяющие все три координаты целей, а при использовании фотогетеродинного приема и величину радиальной скорости, не могут конкурировать с пассивными системами по дальности обнаружения, производительности обслуживания целей, массогабаритным характеристикам и энергопотреблению. Даже более простая задача – лазерное определение дальности на расстояниях, характерных для современных пассивных систем и со сравнимой с ними производительностью, до сих пор не имеет удовлетворительной реализации. Наличие в ряде зарубежных локационных систем лазерных дальномеров обычно обусловлено тем, что они необходимы для решения ряда вспомогательных задач в зонах значительно более близких, чем те, в которых работают пассивные каналы.

Отсутствие в пассивных локационных системах информации о расстоянии и скорости объектов создает большие затруднения при разработке алгоритмов выделения реальных целей из фоновых помех в процессе обработки поступающего с матрицы потока видеоданных. Используемые критерии должны вырабатываться на основе информации о форме, размерах и спектральных характеристиках излучения объектов, траекторной динамики их координат при движении. Важной информацией для создания алгоритмов обнаружения и последующего слежения являются пространственно-временные статистические характеристики флуктуаций излучения естественных яркостных фонов. Только сложные многоступенчатые процедуры обработки поступающего потока видеоданных, использующие базы данных о характеристиках целей и яркостных фонов, обеспечивают низкую частоту появления ложных тревог при заданной вероятности правильного обнаружения. Стремительное развитие микропроцессорной техники существенно увеличило возможности использования пространственно-временной фильтрации и процедур распознавания образов. Но даже сейчас, при использовании самой суперсовременной элементной базы цифровой блок обработки остается одной из

наиболее трудно реализуемых составных частей оптических локационных систем. Большие потоки видеоданных и необходимость использования сложных критериев требует от разработчиков громадных усилий по созданию алгоритмов, обеспечивающих работу локационных систем в реальном режиме времени. Эти проблемы решались в ряде научно-исследовательских работ, выполнявшихся на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники.

2. Пассивная локация подвижных объектов в ИК области спектра

Для эффективной работы локационной системы необходимо обеспечить определенные энергетические соотношения между полезным сигналом и пороговой чувствительностью системы. Работу оптоэлектронного узла локационной системы можно представить с помощью функциональной схемы, показанной на рис. 1.

Освещенность изображения объекта в плоскости приемника излучения OXY можно записать с помощью свертки освещенности объекта $E_{\text{и}}(x, y)$, создаваемой идеальным объективом, с функцией рассеяния применяемого объектива $h(x, y)$ [1]:

$$\begin{aligned} E(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{и}}(x - \xi, y - \eta) h(\xi, \eta) d\xi d\eta = \\ &= h_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L\left(\frac{x - \xi}{k}, \frac{y - \eta}{k}\right) h(\xi, \eta) d\xi d\eta, \end{aligned} \tag{1}$$

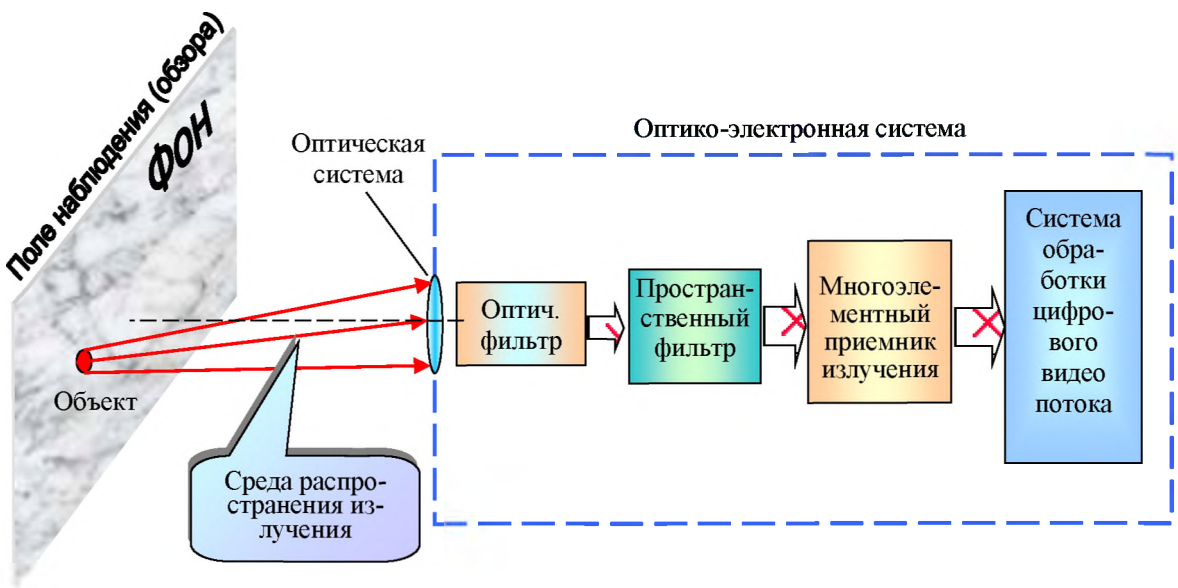


Рис. 1. Функциональная схема оптоэлектронной системы пассивного локатора

где $h_0 = \pi \tau_c \tau_0 \cos^2 \beta / (4f^2 / D^2)$ – коэффициент, связывающий яркость объекта $L(x_1, y_1)$ в пространстве предметов и освещенность его изображения; τ_0 – коэффициент пропускания оптической системы; $k = f/l$ – масштабный коэффициент; f – фокусное расстояние оптической системы; β – угол между нормалью к входному зрачку объектива и направлением на объект. Применяя преобразование Фурье к полученному выражению, а также теоремы подобия, смещения и о спектре свертки можно найти пространственно-частотную спектральную плотность освещенности изображения, которую запишем в векторной форме:

$$S_E(\vec{\omega}_r) = h_0 k^2 S_L(k\vec{\omega}_r) H(\vec{\omega}_r) \quad (2)$$

где $S_L(k\vec{\omega}_r)$ или $S_L(\vec{\omega}_{r1})$ – пространственно-частотная спектральная плотность яркости объекта в пространстве предметов, $H(\vec{\omega}_r)$ – пространственно-частотная передаточная функция (ПЧПФ) оптической системы.

Если фон, на котором наблюдается объект, рассматривать, как однородное случайное яркостное поле $L(\vec{r}_1)$ со спектральной плотностью мощности пространственных флуктуаций яркости $G_L(\vec{\omega}_{r1})$, то спектральная плотность мощности пространственных флуктуаций изображения определяется выражением

$$G_E(\vec{\omega}_r) = h_0^2 k^4 G_L(k\vec{\omega}_r) |H(\vec{\omega}_r)|^2. \quad (3)$$

Для эффективного обнаружения объекта, находящегося на фоне естественных яркостных помех, необходимо использование оптимальных методов, которые основываются на минимизации функции потерь. Однако вероятности присутствия p или отсутствия q объекта в поле обзора обычно неизвестны, что приводит к необходимости использовать отношение правдоподобия

$$\Lambda = W(y/s) / W_g(y), \quad (4)$$

где $W(y/s)$ – функция правдоподобия, являющаяся плотностью условной вероятности получения реализации y при наличии сигнала s и помехи g , а $W_g(y)$ – плотность вероятности получения той же реализации для одной лишь помехи. При равных вероятностях присутствия или отсутствия сигнала ($p = q = 0,5$) отношение правдоподобия полностью определяет вероятность наличия полезного сигнала в полученной реализации y .

Обычно при локации объект затеняет находящийся за ним участок фона. Поэтому в качестве сигнала можно рассматривать разность яркости объекта $L_{об}$ и средней яркости окружающего его фона $\bar{L}_ф$, т. е. $L_0(\vec{r}) = L_{об}(\vec{r}) - \bar{L}_ф$, что позволяет пользоваться условием аддитивности $L(\vec{r}) = L_0(\vec{r}) + \bar{L}_ф$ и записывать отношение правдоподобия в виде

$$\Lambda = W(y - s) / W_g(y). \quad (5)$$

Подставляя в это отношение плотность вероятности помех и применяя известные критерии обнаружения (например, Неймана-Пирсона), можно найти оптимальный алгоритм обработки получаемого кадра. Вид плотности вероятности существенно влияет на возможности технической реализации вычисленного алгоритма. Для нормальной плотности вероятности алгоритм сводится к линейной оптимальной фильтрации принятой реализации и выбору порога решения, с которым сравнивается выходной сигнал фильтра. При этом линейный оптимальный фильтр является наилучшим из всех возможных, включая любые нелинейные фильтры. Для негауссовых помех алгоритмы обработки, следующие из отношения правдоподобия, существенно усложняются и в общем случае не сводятся к линейной фильтрации. Таким образом, для создания эффективных методов обнаружения объектов необходима обширная информация по пространственно-временным статистическим характеристикам естественных яркостных полей.

2.1. Статистические характеристики пространственно-временных флуктуаций естественных яркостных фонов

Осознание потребности в достоверных статистических характеристиках флуктуаций яркостных полей потребовало больших усилий по анализу имеющихся данных и выработке унифицированных методов измерения, обработки и представления пространственно-временных статистических характеристик естественных фоновых помех. Были проанализированы полученные данные по статистическим характеристикам [2], создана соответствующая аппаратура [3], разработана методика измерения статистических характеристик [4], оценены погрешности их определения [5] и проведена большая работа по накоплению, обработке и классификации статистических характеристик пространственных флуктуаций яркости земных и небесных ландшафтов при различных погодных условиях [6, 7].

Количественные данные по основным полученным статистическим характеристикам пространственных флуктуаций дневной яркости города,

лиственного леса и небосвода в окнах прозрачности атмосферы 2.1–2.4; 3.1–4.2 и 4.5–5.1 мкм можно найти в [1, 6, 7]. Установлены ориентировочные пределы вариаций статистических характеристик и найдены аппроксимации плотностей вероятности пространственных флуктуаций яркости, их корреляционных функций и пространственных спектральных плотностей мощности аналитическими зависимостями. Приведем наиболее характерные результаты экспериментальных исследований.

Одномерные математические спектральные плотности мощности в исследованном диапазоне пространственных частот в основном аппроксимируются выражением

$$G_x(\omega_x) = \frac{\alpha_L \sigma_L^2}{(\beta^2 + \omega_x^2)^n}. \quad (6)$$

Пределы изменения дисперсии σ_L^2 , показателя степени n и коэффициентов аппроксимации α_L и β приведены в [6, 7]. При $n > 0.5$ коэффициент α_L однозначно зависит от β и n

$$\alpha_L = 2\sqrt{\pi}\beta^{2n-1} \frac{\Gamma(n)}{\Gamma(n-0,5)}, \quad (7)$$

где $\Gamma(n) = \int_0^\infty t^{n-1} e^{-t} dt$ – гамма-функция.

Для квазиизотропных полей с $n > 0.5$ из (6) при помощи преобразования

$$G(\omega) = -2 \int_\omega^\infty \frac{d}{d\omega_x} [G_x(\omega_x)] \frac{d\omega_x}{\sqrt{\omega_x^2 - \omega^2}} \quad (8)$$

определена аппроксимация двумерных спектральных плотностей мощности пространственных флуктуаций

$$G(\omega_x, \omega_y) = \frac{\gamma_n \sigma_L^2}{(\beta^2 + \omega_x^2 + \omega_y^2)^{n+1/2}}, \quad (9)$$

где $\gamma_n = 4\pi\beta^{2n-1}$. Полученные аппроксимации для автокорреляционных функций пространственных флуктуаций яркости исследованных полей при $n > 0,5$ имеют вид

$$K(\xi) = \frac{2\sigma^2}{\Gamma(n-0,5)} \left(\frac{\beta|\xi|}{2} \right)^{n-0,5} K_{n-0,5}(\beta|\xi|), \quad (10)$$

где $K_\nu(z) = \pi [I_{-\nu}(z) - I_\nu(z)] / (2 \sin(\nu\pi))$ – модифицированная функция Бесселя 3-го рода, $I_\nu(z) = \sum_{m=0}^{\infty} (z/2)^{\nu+2m} / [m! \Gamma(\nu+m+1)]$ – модифицированная функция Бесселя 1-го рода. Для частных случаев $n=1$ и $n=3/2$ корреляционная функция выражается в более простом виде:

$$K(\xi)|_{n=1} = \sigma_L^2 e^{-\beta|\xi|} \quad \text{и} \quad K(\xi)|_{n=3/2} = \sigma_L^2 \beta |\xi| K_1(\beta|\xi|).$$

Анализ взаимных статистических характеристик пространственных флуктуаций яркости естественных полей в различных окнах прозрачности атмосферы показал, что наиболее линейные стохастические связи наблюдаются для излучения наземных фонов. Корреляционное отношение для них незначительно превышало коэффициент взаимной корреляции, а в некоторых случаях даже совпадало с ним. Нелинейные стохастические связи наблюдаются в излучении сплошной неоднородной облачности.

Наиболее сильно влияние пространственной неоднородности фонов сказывается при определении плотности вероятности амплитудного распределения яркости. Одномерные и двумерные плотности вероятности распределения как яркости, так и отношения яркостей фонов в окнах прозрачности атмосферы, полученные без высокочастотной фильтрации, имели сложный вид, практически не поддающийся аппроксимации. Для подавляющего числа зафиксированных реализаций эти плотности вероятности состояли из нескольких перекрывающихся мод, наличие которых вызвано главным образом низкочастотными вариациями средней яркости. Для устранения влияния крупномасштабных вариаций яркости на исследуемые значения наиболее важной для оптических локационных систем плотности вероятности мелкоструктурных флуктуаций неоднородных яркостных полей использовалась цифровая фильтрация низкочастотной составляющей. Это позволило найти соответствующие аппроксимации. Одномодовые плотности вероятности мелкоструктурных отклонений яркости от среднего значения хорошо аппроксимируются функцией вида [7]

$$W(L) = \frac{A(\mu)}{\sigma_\Phi} \exp \left\{ - \left[\frac{|L|}{D(\mu) \sigma_\Phi} \right]^\mu \right\}, \quad (11)$$

где $\sigma_\Phi^2 = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty G_x(\omega_x) |K_\Phi(\omega_x)|^2 d\omega_x$ – дисперсия пространственных флуктуаций яркости после фильтрации, $K_\Phi(\omega_x)$ – передаточная функция

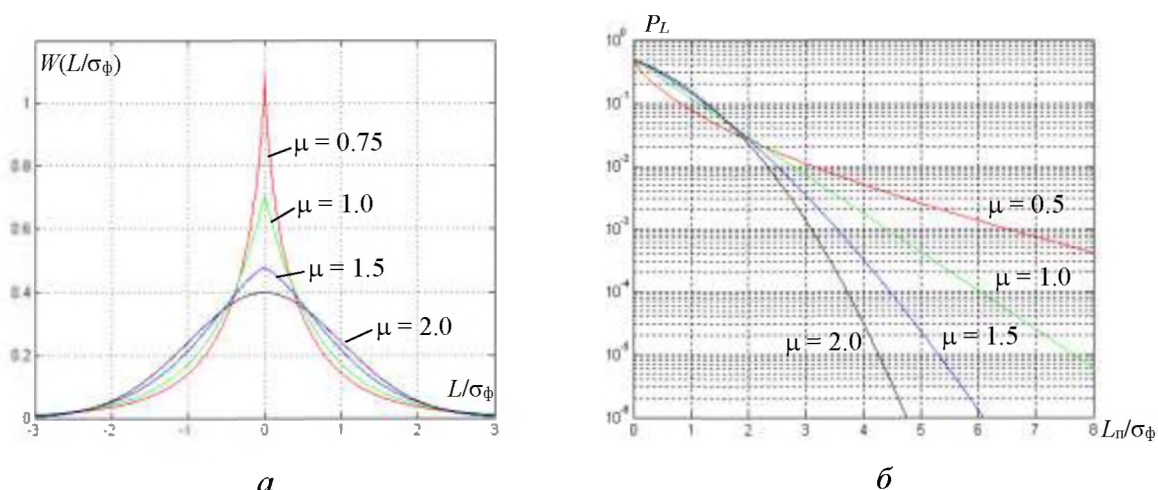


Рис. 2. Одномерные плотности вероятности распределения величины мелкоструктурных флуктуаций яркости (а) и зависимости вероятности появления выбросов от величины нормированного порога (б) для естественных яркостных полей

фильтра, $A(\mu) = \frac{\mu}{2} \sqrt{\Gamma(3/\mu)/\Gamma^3(1/\mu)}$, $D(\mu) = \sqrt{\Gamma(1/\mu)/\Gamma(3/\mu)}$, а зарегистрированные пределы изменения величины μ лежат от 0.3 до 2.2. Причем величина μ зависит не только от типа естественного яркостного поля, но и от его неоднородности по дисперсии. Более неоднородные поля при прочих равных условиях имеют плотности вероятности с меньшим значением μ . Для них характерны колебания яркости, происходящие, в основном, возле среднего значения с редкими большими выбросами, что хорошо видно на рис. 2 [1, 7]. Причем вероятность P_L появления больших выбросов для малых значений μ может быть на несколько порядков больше, чем для гауссовых полей ($\mu = 2$). Поэтому естественные яркостные поля создают гораздо большее количество ложных тревог для локационных систем оптического диапазона, чем гауссовые. Сильные отличия от гауссовых наблюдаются и для двумерных плотностей вероятности мелкоструктурных флуктуаций яркости, вид которых при $\mu = 0.5$ и $\mu = 1.0$ приведен на рис. 3 и рис. 4. Как и одномерные, они аппроксимируются семейством распределений на основе экспоненциальных степенных функций величины флуктуаций:

$$W(L_1, L_2, \xi) = \frac{A^2(\mu)}{\sigma_\phi^2 \sqrt{1 - r_\phi^2(\xi)}} \exp \left\{ - \frac{|L_1|^\mu + \left[|L_2 - L_1 r_\phi(\xi)| / \sqrt{1 - r_\phi^2(\xi)} \right]^\mu}{[D(\mu) \sigma_\phi]^\mu} \right\}, \quad (12)$$

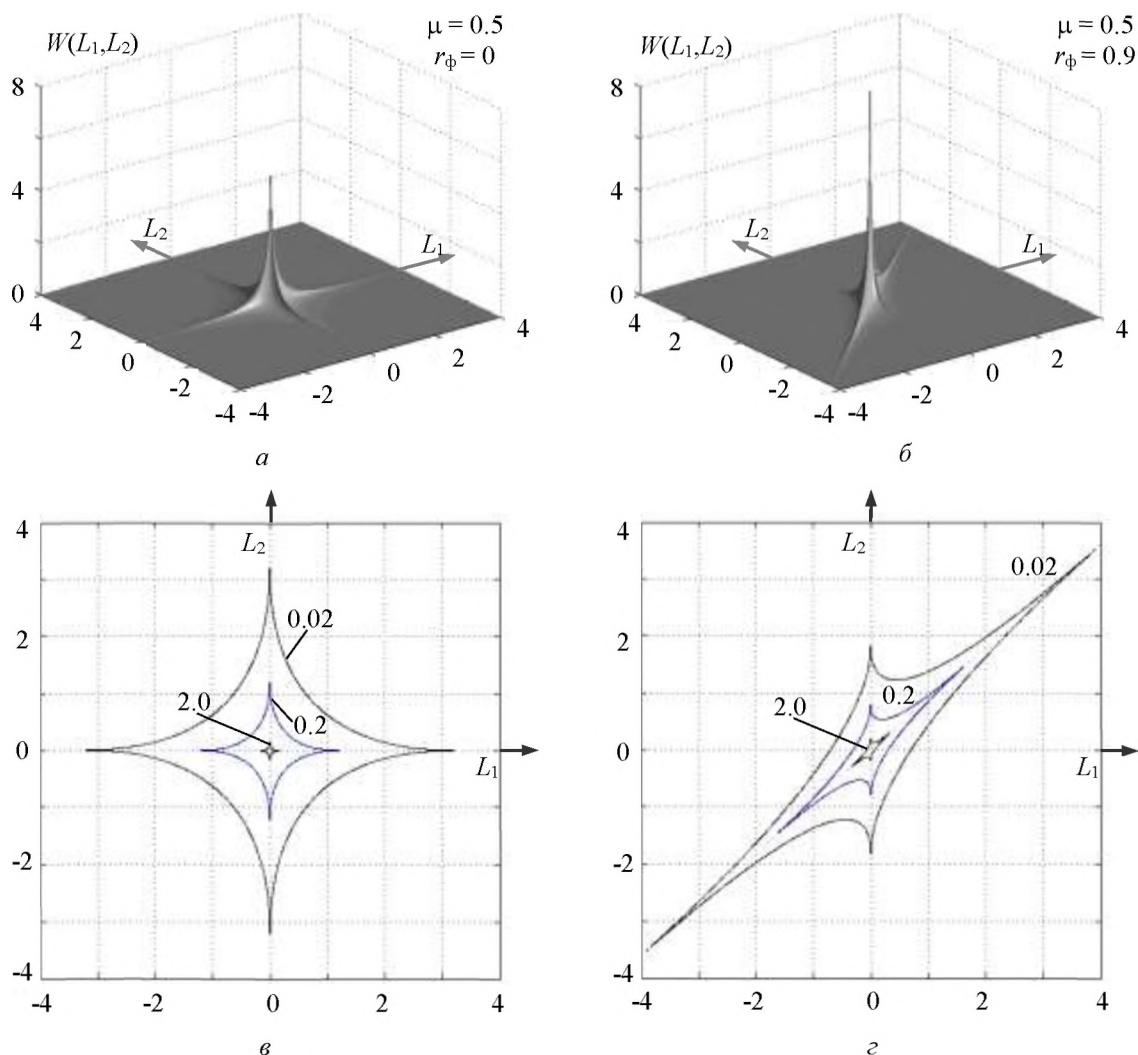


Рис. 3. Двумерные плотности вероятности распределения величины мелкоструктурных флуктуаций яркости при $\mu = 0,5$ и двух значениях коэффициента автокорреляции (а, б) и их сечения (в, з)

где $r_\phi(\xi)$ – коэффициент пространственной автокорреляции мелкоструктурных флуктуаций яркости для квазиизотропных полей, ξ – расстояние между рассматриваемыми точками яркостного поля. Для сравнения на рис. 5 приведен вид двумерной плотности вероятности гауссового случайного поля с коэффициентом корреляции $r_\phi = 0.9$. Анализируя представленные на рис. 3–5 сечения двумерных плотностей вероятности распределения мелкоструктурных флуктуаций яркости можно заметить, что с уменьшением μ происходит переход контуров сечений от выпуклой к вогнутой форме. При этом со снижением μ скорость спада величины плотностей вероятности для флуктуаций с большими амплитудами также

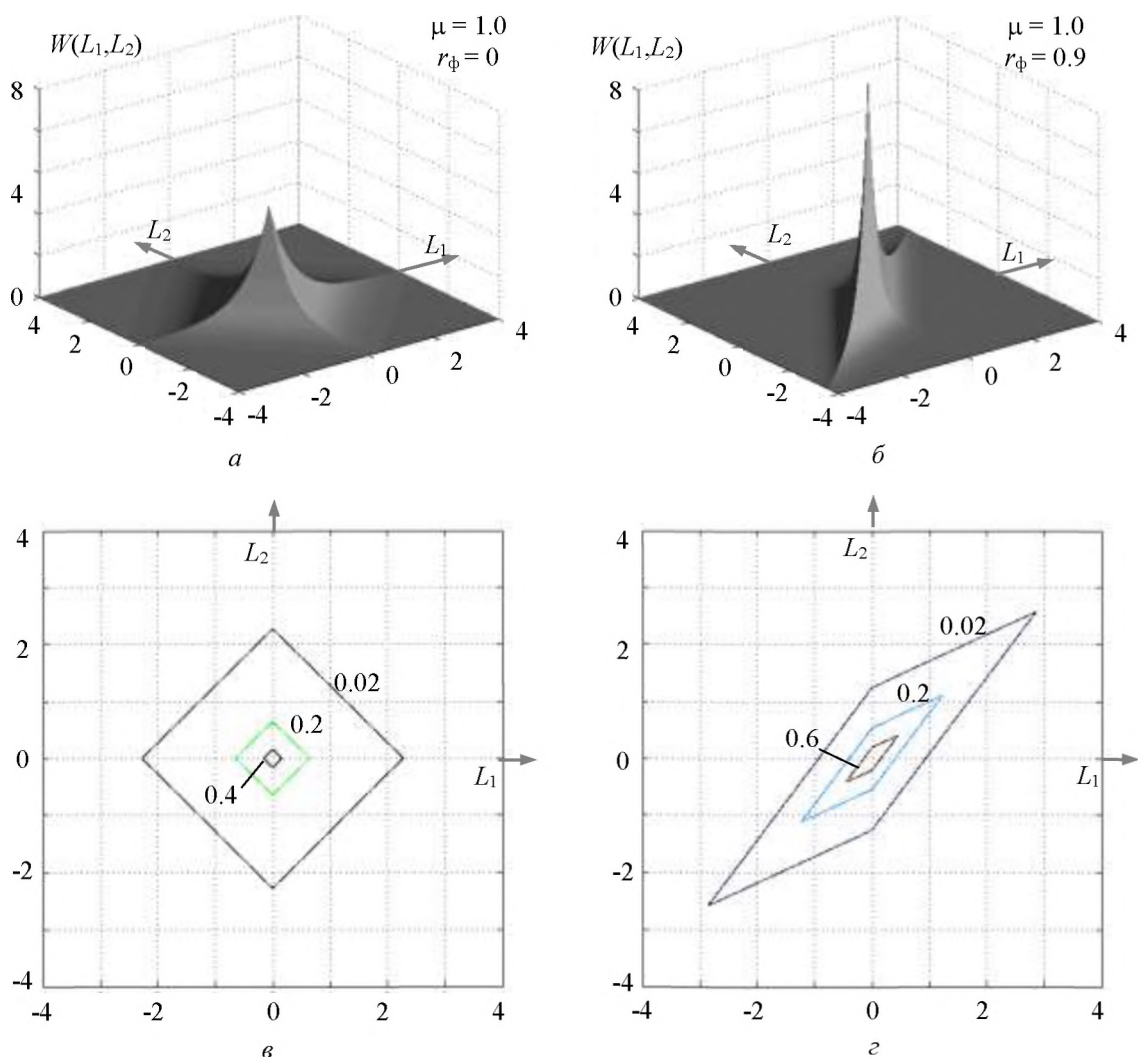


Рис. 4. Двумерные плотности вероятности распределения величины мелкоструктурных флуктуаций яркости при $\mu = 1.0$ и двух значениях коэффициента

уменьшается. Физически такое поведение плотностей вероятности объясняется тем, что инфракрасное изображение естественных фонов создается множеством реальных объектов, имеющих конечные размеры. Мелкоструктурные перепады яркости излучения возникают на границах их соприкосновения, а величина этих перепадов определяется разностью температур объектов и коэффициентов их излучения. Для гауссовых случайных полей амплитуда флуктуаций обычно определяется несколькими механизмами, которые случайным образом суммируются, что практически не приводит к возникновению флуктуаций с амплитудой большей $3\sigma_\phi$. При этом контур сечения двумерной плотности вероятности имеет выпуклую форму. Случайность же естественных яркостных

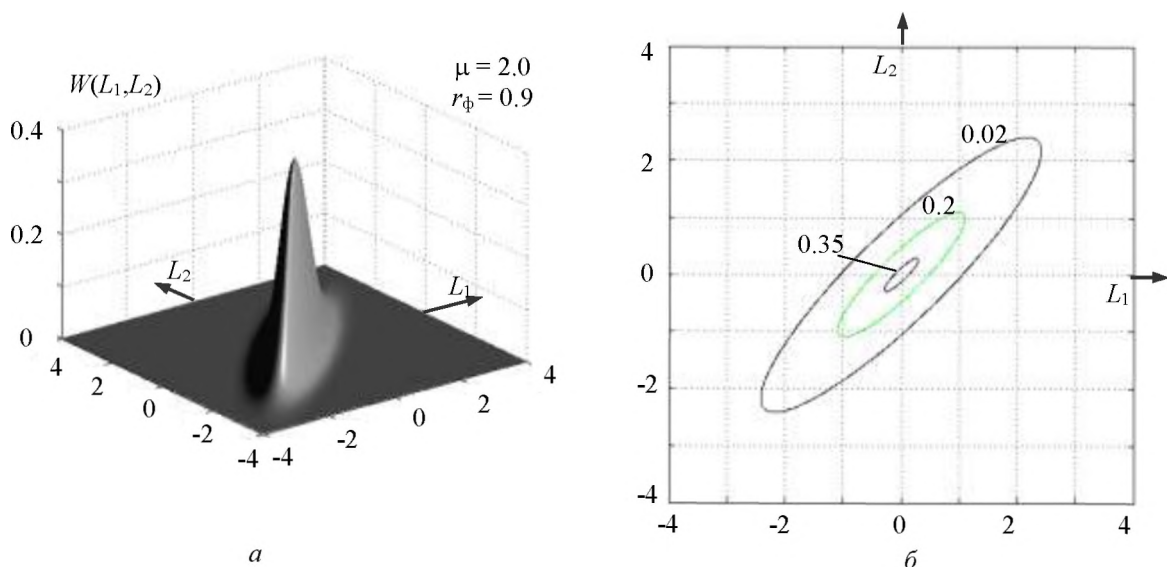


Рис. 5. Двумерная плотность вероятности распределения величины мелкоструктурных флуктуаций яркости для гауссового поля (при $\mu = 2.0$) с коэффициентом автокорреляции $r_\Phi = 0.9$ (а) и ее сечения (б)

полей определяется случайностью расположения составляющих их объектов и вариациями их формы. Сказанное хорошо иллюстрирует рис. 6, на котором приведены исходное и профильтрованное изображения дневного небосвода с кучевой облачностью в спектральном диапазоне 8–12 мкм и соответствующие гистограммы распределения яркости. Хорошо видно, что одномерная плотность вероятности распределения мелкоструктурных флуктуаций (см. рис. 6 з) негауссова и подчиняется экспоненциальному распределению (11) с $\mu \approx 1$. Радиационные шумы и собственные шумы приемной системы при суммировании с пространственными флуктуациями яркости регистрируемого изображения, приводят к изменению формы результирующей плотности вероятности. Поэтому вершина полученной гистограммы не имеет характерной заостренной формы. В [1, 8] получены соответствующие выражения для определения суммарной плотности вероятности мелкоструктурных флуктуаций $W_\Sigma(L)$. Для приведенного случая, т. е. когда $\mu = 1$, получено аналитическое выражение

$$W_\Sigma(L, z) = \frac{\sqrt{1+z}}{2\sqrt{2}\sigma_\Sigma} e^{-U^2} \left[e^{(z+U^2)} \operatorname{erfc}(z+U) + e^{(z-U^2)} \operatorname{erfc}(z-U) \right], \quad (13)$$

где $\sigma_\Sigma = \sqrt{\sigma_L^2 + \sigma_\Sigma^2}$, $z = \sigma_\Sigma / \sigma_L$, $U = VL / \sigma_\Sigma$, $V = \sqrt{1+z^2} / (\sqrt{2}z)$, $\operatorname{erfc}(z)$ – дополнительный интеграл вероятности, σ_L^2 – дисперсия мелкострук-

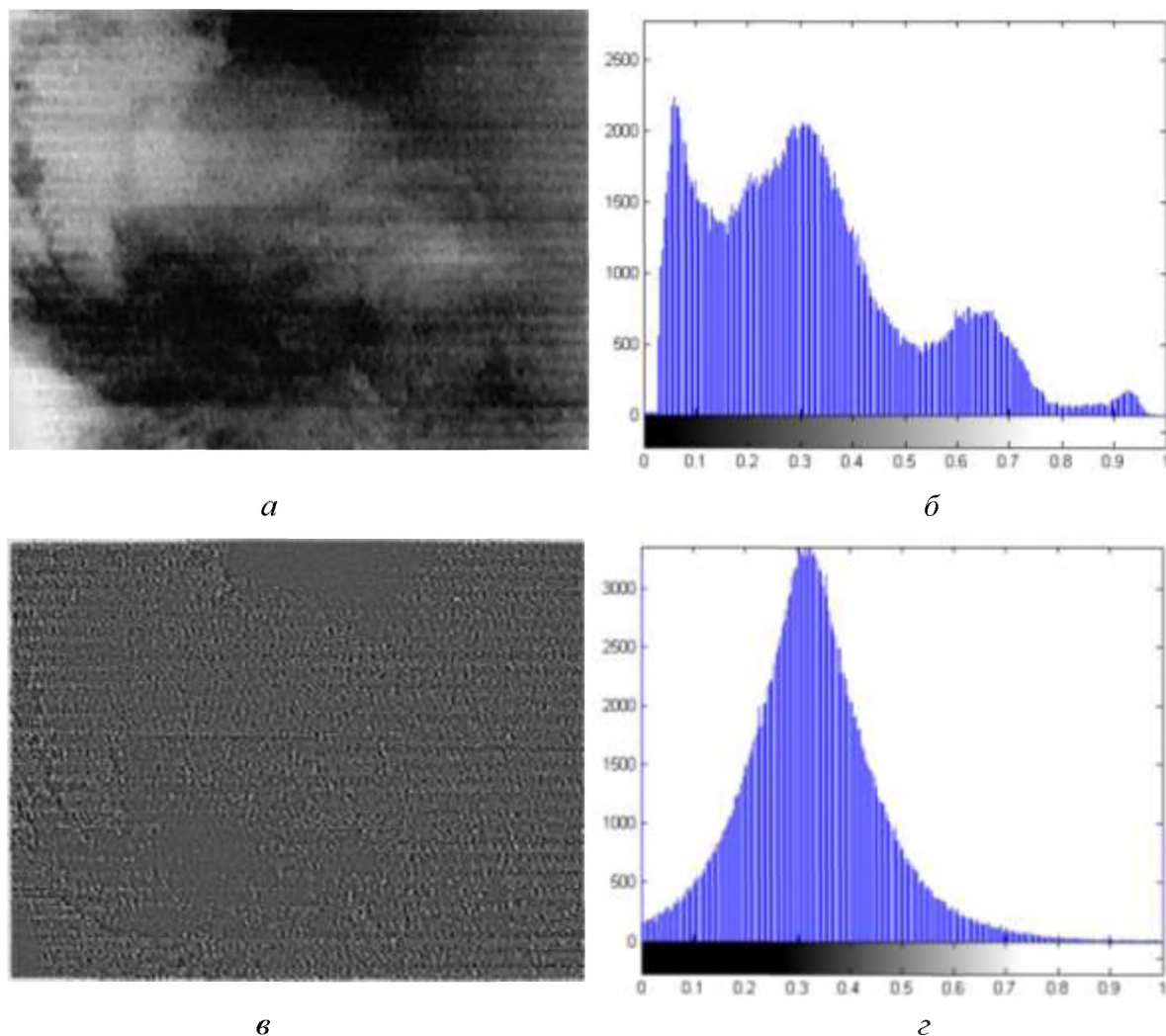


Рис. 6. Тепловое изображение небосвода до и после ВЧ пространственной фильтрации и соответствующие гистограммы распределения яркости
а – исходное изображение облачного небосвода $L(x, y)$ вблизи Солнца; *б* – гистограмма распределения яркости исходного изображения; *в* – тепловое изображение после удаления низкочастотных пространственных составляющих, сдвига и масштабирования $L_I(x, y) = 4[L_F(x, y) + 0,08]$; *г* – гистограмма распределения яркости полученного после пространственной фильтрации изображения

турных флуктуаций яркости, $\sigma_{\text{ш}}^2$ – дисперсия радиационных и собственных шумов локационной системы.

После фильтрации корреляционное отношение и коэффициент взаимной корреляции флуктуаций яркости в окнах прозрачности атмосферы обычно меньше, чем до фильтрации, а стохастическая связь оказывается более линейной [1, 7]. В случае линейной стохастической связи одномерные двумерные взаимные плотности вероятности амплитудного распределения мелкоструктурных флуктуаций естественных яркостных по-

лей, рассматриваемые для двух окон прозрачности, аппроксимируются семейством экспоненциально степенных распределений:

$$W_{ik}(L_i, L_k, \xi) = \frac{A(\mu_i)A(\mu_k)}{\sigma_{\phi i}\sigma_{\phi k}\sqrt{1-r_{\phi ik}^2(\xi)}} \times \exp \left\{ - \left[\frac{|L_i|}{D(\mu_i)\sigma_{\phi i}} \right]^{\mu_i} - \left[\frac{|L_k - L_i(\sigma_{\phi k}/\sigma_{\phi i})r_{\phi ik}(\xi)|}{D(\mu_k)\sigma_{\phi k}\sqrt{1-r_{\phi ik}^2(\xi)}} \right]^{\mu_k} \right\}. \quad (14)$$

Показатели степени μ_i и μ_k зачастую не равны между собой, поэтому $W_{ik}(L_i, L_k, \xi)$ могут иметь разнообразную форму.

Таким образом, накоплены обширные данные по статистическим характеристикам пространственных флуктуаций яркости естественных яркостных полей, установлены ориентировочные пределы вариаций основных характеристик, получены соответствующие аналитические выражения, аппроксимирующие основные характеристики, и объяснены основные закономерности их формирования. Это позволило существенно дополнить результаты других исследователей и развить соответствующие математические модели, применяемые при создании оптимальных методов выделения сигналов из фоновых помех локационными системами оптического диапазона.

2.2. Синтез и исследование характеристик алгоритмов обнаружения удаленных объектов

Характеристики обнаружения объектов локационными системами поисково-обзорного и следящего типов в основном определяются параметрами пространственно-временных фильтров, осуществляющих выделение полезного сигнала из фоновых помех и собственных шумов приемной системы. В [8, 9, 10] выделены параметры фоновых помех и характеристики приемной части локационных систем, влияющие на передаточные функции фильтра и отношение сигнал/шум на его выходе. Численный анализ полученных выражений показал существенное влияние параметров n и β спектральной плотности мощности пространственных флуктуаций яркости естественных фонов (9) на характеристики пространственного фильтра. Установлено, что при работе в изменяющихся фоновых условиях необходимо проводить оценку отмеченных параметров спектральной плотности мощности фоновых помех и применять адаптивные пространственно-временные фильтры с регулируемым порогом принятия решения. В дальнейшем была разработана методика

синтеза оптимальной чувствительности многоэлементного приемника излучения $\varepsilon(\vec{r})$, на который проецировалось неподвижное изображение наблюдаемого поля, и оценено влияние на ее форму и параметры временного фильтра основных характеристик фоновых помех [11]. Показано, что оптимизированная чувствительность $\varepsilon(\vec{r})$ претерпевает сильное изменение своей формы при вариациях параметров приемника излучения, объектива и фоновых помех, что требует при создании пассивных систем обнаружения предварительного проведения оптимизации распределения чувствительности с учетом пределов возможных изменений характеристик фоновых помех, параметров объектива и приемной системы.

При анализе сканирующих локационных систем оценивались характеристики двух типов пространственных фильтров: с согласованным со скоростью сканирования сдвигом функции чувствительности приемника излучения $\varepsilon(\vec{r} + \vec{v}t)$ вдоль координаты, по которой происходит сканирование; фильтров с фиксированной функцией чувствительности $\varepsilon(\vec{r})$. Использование фильтров первого типа, к которым относятся многоэлементные приемники на приборах с зарядовой связью, показало, что оптимальный алгоритм обработки сводится к скользящему взвешиванию с соответствующими коэффициентами сигналов от элементов матрицы с последующим накоплением за время t_n сигналов от наблюдаемой точки поля. Время t_n в свою очередь зависит от размеров мгновенного поля зрения вдоль направления сканирования, равного l_m / f , где l_m – линейный размер ПЗС матрицы, и угловой скорости сканирования v_ϕ , т. е. $t_n = l_m / (f v_\phi)$. Для такого фильтра уменьшается влияние радиационных и собственных шумов приемной системы локатора.

Для локационных систем с фильтрами второго типа, к которым можно отнести приемные устройства, использующие линейки приемников с расположением отдельных элементов перпендикулярно направлению сканирования, оптимизирована форма распределения чувствительности приемных элементов линейки и синтезированы передаточные характеристики временных фильтров [10, 11]. Рассмотрены методы хранения отсчетов яркости для сканирующих систем обнаружения летательных аппаратов при просмотре всей небесной полусферы. Предложен метод формирования координатной сетки выборок с упорядоченной структурой, основанный на представлении поля обзора гексагонально расположенными отсчетами. Пример формирования такой сетки отсчетов представлен на рис. 7. Предложенный подход позволяет в $\pi/2$ раза умень-

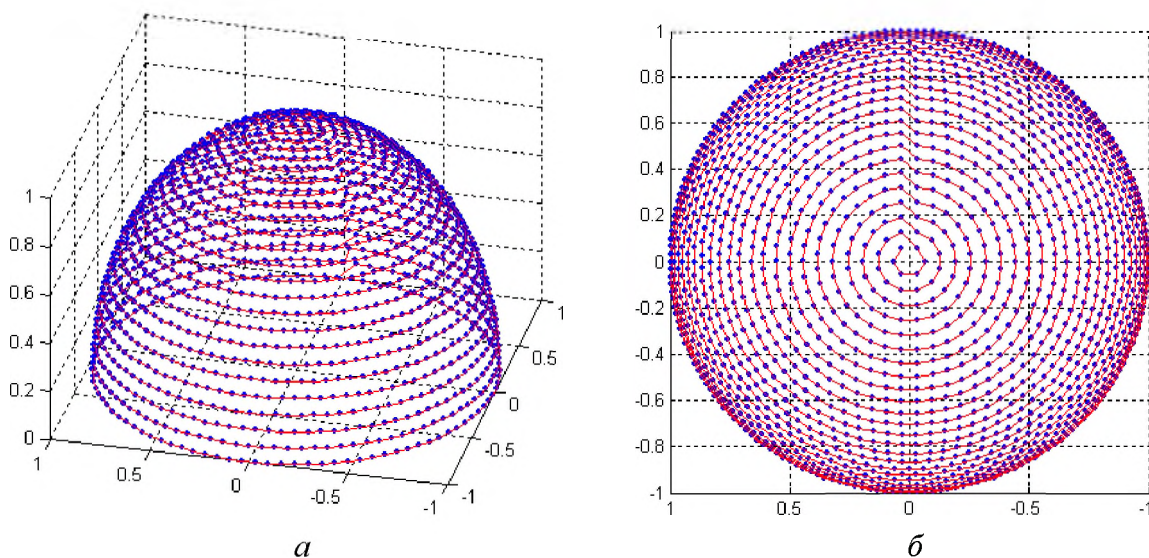


Рис. 7. Сетка отсчетов с упорядоченной структурой
(*a* – вид сбоку, *б* – вид сверху)

шить объем требуемой памяти по сравнению с хранением отсчетов в цилиндрической координатной сетке.

Для некоторых типичных случаев оценены предельно достижимое с помощью линейной фильтрации отношение сигнал/шум и рассчитаны параметры пространственно-временных фильтров. Полученные соотношения, параметры и достижимые характеристики приведены в [1, 11].

Внедрение в локационные системы современных линеек и матриц инфракрасных фотоприемников потребовало создания методов определения их характеристик, что необходимо для оценки пригодности этих многоэлементных фотоприемников для работы в составе систем обнаружения. Были разработаны методы оценки квантового выхода, коэффициента преобразования фотогенерированного заряда и определения параметров собственных шумов многоэлементных приемников, а также программные средства для оценки статистических характеристик собственных шумов фотоприемников на приборах с зарядовой связью, которые позволяют локализовать местоположение источников возникновения аномальных собственных шумов и определить частоты тактовых помех. В качестве примера на рис. 8 приведено трехмерное изображение модуля пространственного спектра однородного фона, зарегистрированного матрицей фотоприемников, анализ которого позволяет установить неоптимальность условий переноса зарядов из вертикальных сдвиговых регистров в горизонтальный и наличие проникновения в видеосигнал тактовой помехи из счетчика.

Дискретизация изображений многоэлементными приемниками вызывает определенные затруднения при оптимизации алгоритмов обнаруже-

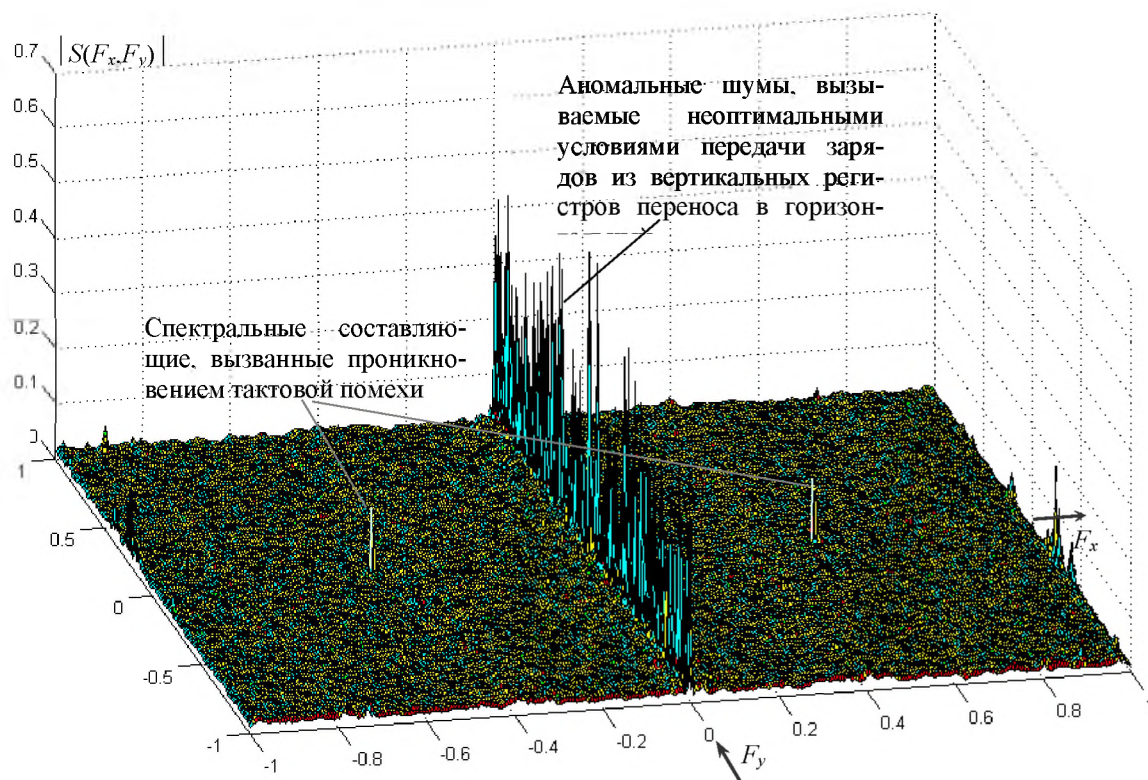


Рис. 8. Модуль пространственного спектра изображения однородного фона, полученного матрицей фотоприемников

ния и оценки положения удаленных объектов, а также характеристик приемного объектива. Например, сдвиг центра изображения точечного источника относительно середины ближайшего пиксела вызывает перераспределение накапливаемого ячейками матрицы заряда и требует использования при оценке координат наблюдаемого объекта набора пространственных фильтров, каждый из которых оптимизирован на его конкретное положение. Такой подход многократно увеличивает объем требуемых вычислений. Поэтому разработаны упрощенные алгоритмы, позволяющие при небольших ухудшениях характеристик обнаружения по сравнению с оптимальными проводить оценку положения объекта на доступных микропроцессорных наборах с темпом поступления видеоданных, характерных для современных видеосистем.

3. Методы построения поисково-обзорных ОЛС высокого пространственно-временного разрешения

Предельные характеристики, в том числе и дальность действия оптико-локационных систем определяются энергетическими параметрами излучателя, пороговой чувствительностью фотоприемного устройства,

характеристиками среды распространения излучения и объекта локации, возможностями электронной системы обработки больших массивов информации. Традиционные способы повышения точностных характеристик ОЛС требуют увеличения габаритов и чувствительности приемной оптической системы, мощности излучателя, повышение временного разрешения и быстродействия электронной системы обработки локационной информации. При заданных энергетических параметрах системы улучшения точности измерений можно достигнуть также путем оптимизации методов формирования и обработки локационных сигналов. В научных работах сотрудников кафедры задача улучшения точностных характеристик ОЛС, таких как вероятность ложной тревоги и правильного обнаружения, время обнаружения и измерения параметров движения, пространственно-временное разрешение и др., решалась за счет использования новых методов формирования и обработки зондирующих сигналов, учета условий распространения излучения и параметров объекта локации.

В современных ОЛС при приеме отраженного зондирующего излучения эффективно применяется лазерное гетеродинирование благодаря созданию надежных одномодовых лазеров с узкой спектральной линией. Методы гетеродинного приема, наряду со значительным увеличением чувствительности по сравнению с прямым детектированием (до двух порядков), обеспечивают эффективную спектральную и пространственную фильтрацию полезного сигнала, отраженного от движущегося объекта, при наличии достаточно мощных отражений излучения от фоновых образований. Наряду с выбором оптимальных параметров источника излучения и способа регистрации отраженного сигнала для построения высокоэффективных поисково-обзорных ОЛС необходимо использовать оптимальные методы формирования и обработки локационных сигналов. В таких системах целесообразно использование непрерывного частотно-модулированного зондирующего излучения. Это позволяет обеспечивать необходимую скорость просмотра анализируемой области пространства с заданной вероятностью пропуска сигнала, недостижимую для импульсных локаторов, а также необходимую дальность действия и пространственно-временное разрешение за счет обеспечения более высокой чувствительности при фотогетеродинном приеме и возможности обработки локационных сигналов согласованными фильтрами.

По виду модуляции зондирующего и гетеродинного излучения можно выделить три типа локаторов:

1. Системы с частотно-модулированным зондирующим сигналом и переменной частотой гетеродина, в качестве которого обычно применя-

ется смещенный по частоте зондирующий сигнал. В таких системах девиация частоты на выходе фотоприемника определяется дальностью до объекта, а смещение средней частоты - эффектом Доплера.

2. Системы с одним частотно-модулированным зондирующим сигналом и постоянной частотой излучения гетеродина, в которых величина сдвига частоты радиосигнала на выходе фотоприемника определяется скоростью объекта, а задержка – дальностью.

3. Системы с двумя частотно-модулированными зондирующими сигналами и постоянной частотой гетеродина, в которых с помощью преобразования выходных сигналов фотоприемника образуются частотно-модулированные сигналы для измерения дальности и скорости.

Основным достоинством ОЛС первого типа является простота генерации зондирующего лазерного сигнала и обработки отраженного, достаточно высокое разрешение по дальности и скорости. Однако они имеют невысокую чувствительность, поскольку сигнал после фотосмещения обладает переменными параметрами, что затрудняет применение методов согласованной фильтрации. Другим недостатком является невозможность разрешения параметров двух или нескольких объектов, одновременно попадающих в поле зрения, а также низкая защищенность от искусственных помех. Таким образом, применение таких систем оправдано лишь при лоцировании одного контрастного объекта и нецелесообразно при построении поисково-обзорных ОЛС.

3.1. Одночастотные поисково-обзорные ОЛС

Одночастотные локационные системы второго типа, использующие частотную модуляцию зондирующего сигнала и постоянную частоту гетеродина, позволяют производить обработку полученного в результате гетеродирования радиосигнала согласованными фильтрами, что существенно улучшает их чувствительность и помехозащищенность по сравнению с первым типом ОЛС. Такие локаторы позволяют разрешать несколько объектов, одновременно попадающих в поле зрения, производить селекцию по скорости движения, обнаруживать медленно перемещающиеся объекты на фоне неподвижных окружающих предметов с такой же отражающей способностью.

Разработан способ обнаружения и определения скорости объекта и дальности до него, основанный на пилообразной частотной модуляции зондирующего излучения с последующим фотогетеродинированием отраженного от объекта излучения и обработкой полученного сигнала при помощи двух фильтров, согласованных с линейно-частотно-модулиро-

ванными сигналами, имеющими противоположные знаки крутизны перестройки частоты [12]. По временному положению откликов согласованных фильтров рассчитываются дальность и скорость. При этом диапазон измеряемых скоростей ограничен величинами, при которых доплеровский сдвиг частоты отраженного излучения выходит за пределы рабочего частотного диапазона согласованных фильтров. Если же диапазон измеряемых скоростей неизвестен, то возникает необходимость использовать несколько параллельных каналов обработки, либо вводить компенсацию доплеровского сдвига частоты с помощью дополнительного гетеродина. В режиме поиска с помощью системы спектрального анализа определяется доплеровский сдвиг частоты отраженного излучения. Затем система переходит в режим измерения скорости и дальности, в котором производится симметричная пилообразная модуляция частоты излучения лазера и одновременно компенсация доплеровского сдвига частоты радиосигнала при помощи смесителя и генератора, управляемого сигналом с блока спектрального анализа. Определение скорости и дальности производят по временному положению откликов с двух согласованных фильтров с противоположными значениями крутизны, причем дальность определяют по средней величине задержки возникновения обоих импульсов, а скорость – по разности этих задержек с учетом значения частоты на выходе управляемого генератора [12].

В одночастотном способе локации объектов с немодулированным (в режиме обнаружения) зондирующим излучением [13], достигается уменьшение, по сравнению с известными, времени обнаружения объекта и измерения его скорости и дальности и улучшение помехоустойчивости. Сущность способа заключается в последовательном осуществлении двух операций: первая – обнаружение объекта с одновременным измерением его скорости, вторая – измерение дальности до объекта по задержке частотно-модулированного сигнала на дистанции. Для технической реализации предложенного способа разработана система спектрального анализа доплеровских локационных сигналов, использующая методы согласованной фильтрации. Сигнал на выходе согласованного фильтра, определяющий амплитудно-частотный и фазочастотный спектры входного сигнала в зависимости от величины временного параметра θ будет иметь вид

$$W(t) = [0,5U^2\tau_u e^{-j(2\pi f_0 t + \beta\Theta^2)}] \frac{\sin \pi \Delta f (\Delta t - \Theta)}{\pi \Delta f (\Delta t - \Theta)}, \quad f = \frac{\beta\Theta}{\pi} \quad (15)$$

где τ_u , Δf – длительность импульсной характеристики и девиация частоты согласованного фильтра, $\beta = \Delta f / \tau_u$, U – амплитуда.

Разработан метод построения генератора линейно-частотно-модулированных сигналов с автоподстройкой параметров модуляции по методу цифрового преобразования [14, 15]. Использование в системе спектрального анализа методов согласованной фильтрации, высокостабильного ЛЧМ-генератора и разработанного малошумящего широкополосного усилителя с большим динамическим диапазоном [16] позволило достигнуть предельной чувствительности системы.

Произведено обоснование выбора порога обнаружения локационного сигнала в поисково-обзорной ОЛС с заданными вероятностями ложной тревоги и правильного обнаружения [13]. Частота появления ложных тревог при обнаружении сигнала по двум импульсам с согласованного фильтра с одинаковым временным положением относительно начала анализа за 3, 4 или 5 периодов анализа равна:

$$\begin{aligned} f_3^{(2)}(C_1, T_1) &= N_{\Sigma}(C_1, T_1)/T_1, \\ f_4^{(2)}(C_1, T_1) &= 1.5 N_{\Sigma}(C_1, T_1)/T_1, \\ f_5^{(2)}(C_1, T_1) &= 2 N_{\Sigma}(C_1, T_1)/T_1 \end{aligned} \quad (16)$$

где, $N_{\Sigma}(C_1, T_1) = (4/6) \pi \tau \Delta F C_1^2 / \sigma^2 \exp(-C_1^2 / \sigma^2)$, C_1 – порог обнаружения, σ – дисперсия шума, T_1 – время наблюдения. Для согласованного фильтра с $\tau = 50$ мкс и $\Delta F = 10$ МГц величина $N_{\Sigma} = 155 C_1^2 / \sigma^2 \exp(-C_1^2 / \sigma^2)$.

На рис. 9 и рис. 10 представлены зависимости частоты ложных тревог $F_{л.т.}$ и вероятности правильного обнаружения $P_{п.о.}$ от нормированного значения порога $y_{п} = C/\sigma$ и сигнала $y_c = U/\sigma$ при обнаружении сигнала по одному или двум импульсам с согласованного фильтра с одинаковым временным положением за 2, 3, 4 или 5 периодов анализа.

Разработаны принципы построения многоканального информационно-измерительного комплекса для одночастотной локационной системы [13], обеспечивающей два основных режима работы: режим поисково-обзорного сканирования по азимуту в заданном диапазоне углов; и режим слежения за одним объектом. Показано, что для повышения помехоустойчивости локационной системы при обработке доплеровских сигналов целесообразно применение схемы ограничения ложных тревог, использующей принцип нескольких периодов анализа сигнала.

Таким образом, разработанные одночастотные ОЛС обладают высокой чувствительностью и помехозащищенностью, позволяют разрешить несколько объектов, одновременно попадающих в поле зрения, производить селекцию по скоростям. Однако это справедливо лишь для случая, если известен диапазон измеряемых скоростей или скорости объектов изменяются в небольших пределах. Если же диапазон скоростей неизвестен, то возникает необходимость использовать несколько параллельных каналов обработки, либо вводить компенсацию доплеровского сдвига

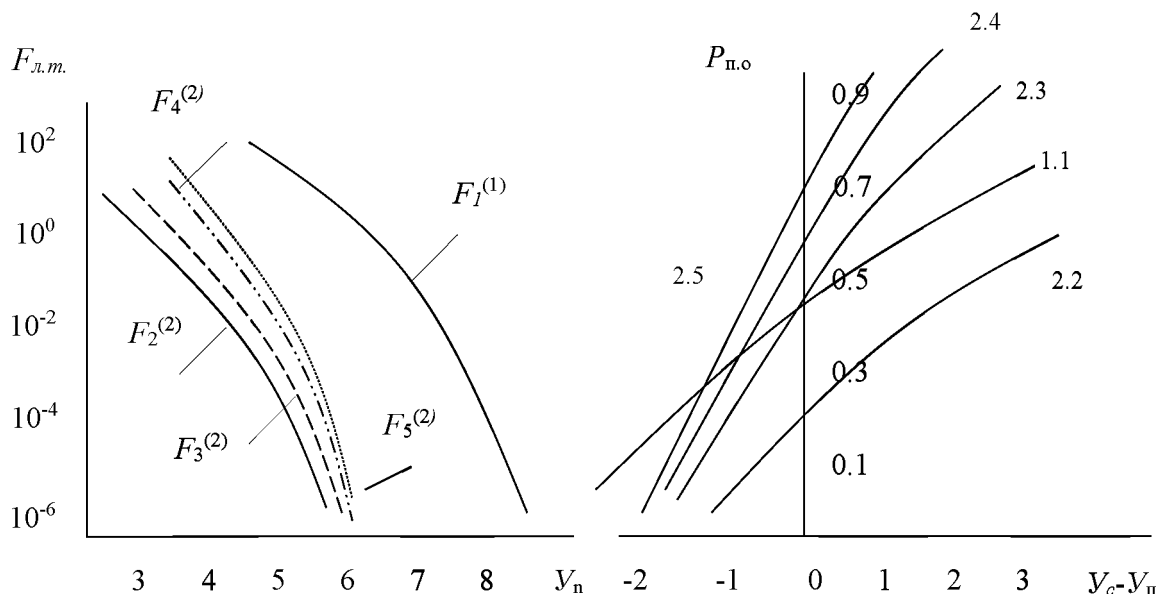


Рис. 9. Зависимость частоты ложных тревог от нормированного значения порога $y_n = C/\sigma$.

Рис. 10. Зависимость вероятности правильного обнаружения от разности нормированных значений порога y_n и сигнала y_c .

частоты с помощью дополнительного гетеродина. Этого недостатка лишены локационные системы с двумя зондирующими сигналами.

3.2. Методы построения двухчастотных ОЛС

В двухчастотных локационных системах осуществляется компенсация доплеровского сдвига частоты, что позволяет одновременно производить обнаружение и измерение дальности до объектов со значительно различающимися скоростями движения, что особенно важно в ИК и видимом диапазонах, где доплеровские сдвиги велики. Более того, для двухчастотной системы возможно увеличение отношения сигнал/шум на выходе, по сравнению с его значениями для одночастотной, из-за уменьшения шумовой полосы [17].

Разработана локационная система [17], реализующая двухчастотный метод построения. На дистанцию посылаются два зондирующих сигнала: первый – немодулированный, второй – линейно-частотно-модулированный (ЛЧМ). Отраженное от объекта излучение попадает на фотоприемник, где смешивается с немодулированным гетеродинным сигналом. После оптимальной обработки сигнала фотоприемника с использованием согласованных фильтров на его выходе системы появится сигнал вида:

$$U_s = \frac{\sin[T - (t - \tau)]\beta T / 2}{\beta(t - \tau)} \cos \omega_o t + \frac{\sin[T - (t - \tau - \frac{2\omega_D}{\beta})\beta T / 2]}{\beta(t - \tau - \frac{2\omega_D}{\beta})} \cos \omega_o t \quad (17)$$

где T – длительность импульсной характеристики согласованного фильтра, $\tau = 2D/c$ (D – расстояние до объекта, c – скорость света), ω_D – доплеровский сдвиг частоты, ω_o – начальная частота ЛЧМ сигнала, β – скорость изменения частоты.

Сигнал, соответствующий первому слагаемому формулы (17), задержан относительно модулирующего сигнала на τ . Очевидно, что его временное положение характеризует дальность до объекта. Временное положение второго слагаемого сдвинуто относительно времени появления первого на $2\omega_D/\beta$, и, следовательно, характеризует скорость объекта. В зависимости от знака радиальной скорости импульс для определения скорости будет возникать раньше импульса для измерения дальности (для приближающегося объекта) или позже (для удаляющегося). При использовании фильтров с длительностью импульсной характеристики порядка 50 мкс, погрешность измерения дальности составляет 5 м, а скорости 0,1 м/с. Диапазон скоростей наблюдаемых объектов определяется полосой пропускания фотоприемника и усилителя и при полосе 100 МГц имеет величину порядка 500 м/с.

В описанной двухчастотной ОЛС с немодулированными и частотно-модулированными зондирующими сигналами информация о дальности до всех объектов, попадающих в поле зрения, будет присутствовать независимо от величины скоростей их движения. Информация о скорости будет присутствовать только для тех объектов, для которых доплеровский сдвиг частоты не превышает половину девиации частоты зондирующего излучения. Для расширения диапазона измеряемых скоростей разработан двухчастотный способ локации с двумя частотно-модулированными зондирующими сигналами с противоположной крутизной перестройки частоты. Отраженное от движущегося объекта излучение с доплеровским сдвигом частоты ω_D через приемную оптическую систему попадает на фотоприемник, где смешивается с гетеродинным излучением. При этом на выходе фотоприемника образуется радиосигнал, содержащий две частотные составляющие. При поступлении этих составляющих на нелинейный элемент на его выходе образуются сигналы, определяемые суммой U_s , и разностью U_R частотных составляющих

$$U_s(t) = U_m' \sin[\omega_o + 2\beta(t - \tau)], \quad U_R(t) = U_m' \sin[2\omega_n + \omega_o + 2\omega_D]. \quad (18)$$

Сигнал U_S представляет собой ЛЧМ-импульс, не имеющий доплеровского сдвига частоты, задержка которого определяется только дальностью до объекта. Сигнал U_R определяется только доплеровским сдвигом частоты. Обработывая ЛЧМ сигнал с помощью согласованного с ним фильтра, измеряется дальность до объекта, и параллельно определяется скорость объекта путем измерения значения доплеровской частоты быстрым спектроанализатором. Очевидно, что такой способ позволяет измерять дальность и скорость объекта за один период зондирующего сигнала, что обеспечивает уменьшение не менее чем в два раза времени измерения по сравнению с одночастотными локаторами, где для этого требуется минимум два периода. Уменьшение времени измерений дает возможность или увеличить скорость обзора, или увеличить время накопления сигнала и, соответственно, повысить дальность действия локатора.

В случае одновременного появления нескольких объектов в поле зрения на выходе системы появятся ЛЧМ-импульсы, временное положение которых определяет дальности до объектов, и доплеровские сигналы, определяющие скорости объектов. Однако при этом возникает проблема идентификации объектов по скорости, т.е. определения объекту на какой дальности принадлежит данная скорость. Эта задача также актуальна в системах лазерного зондирования турбулентных сред, когда необходимо обеспечить одновременное измерение дальности и скорости нескольких рассеивающих неоднородностей при прохождении излучения через среду. В [18] разработан метод построения ОЛС, решающей задачу одновременного измерения дальности и скорости нескольких подвижных слоев при лазерном зондировании различных сред.

Система содержит два измерительных канала дальности и скорости, идентичные по структуре, но отличающиеся тем, что в канал скорости введен П-образный фильтр с полосой пропускания $\Delta F_{\Pi} = f_0 + 2\Delta F$, где f_0 – начальный сдвиг частоты между зондирующими сигналами, ΔF – полоса согласованного фильтра. Зондирующее излучение представляет собой два лазерных сигнала, линейно модулированных по частоте с противоположными значениями крутизны перестройки. В результате приема и корреляционной обработки отраженного от объекта излучения на выходе канала скорости формируется сигнал U_v , аналогичный сигналу на выходе канала дальности U_d , но его амплитуда зависит от абсолютной величины доплеровского сдвига частоты

$$U_v = U_d \left(1 - \frac{|f_d|}{\Delta F} \right). \quad (19)$$

Таким образом, на выходах согласованных фильтров каналов дальности и скорости формируются сигналы, задержка которых определяется только расстоянием до рассеивающих центров, а отношение амплитуд - радиальной скоростью V перемещения этих центров

$$V = \frac{\Delta FC}{2v_o} \left(1 - \frac{U_v}{U_d} \right). \quad (20)$$

Возможность одновременного измерения дальности и скорости позволяет за один период модуляции определить непрерывное распределение радиальных скоростей подвижных атмосферных слоев по дальности вдоль линии распространения зондирующего лазерного излучения. Разрешение по скорости локационной системы при расстояниях между рассеивающими центрами, соответствующих по задержке длительности основного лепестка отклика с согласованного фильтра, определяется отношением амплитуды основного лепестка к амплитуде боковых. Для согласованных фильтров с аподизированной импульсной характеристикой подавление боковых лепестков составляет 30...40 дБ, что позволяет получить разрешение 1...3 процента от диапазона измерения скоростей. В случае больших расстояний разрешение определяется погрешностью измерения амплитуды откликов.

Двухчастотные ОЛС имеют несомненные преимущества перед одночастотными, заключающиеся в увеличении чувствительности приема и минимизации вероятности ошибки, особенно при неизвестном диапазоне скоростей. Они обеспечивают выходной радиосигнал на известной разностной частоте, несмотря на доплеровский сдвиг отраженного излучения, что позволяет избежать частотного сканирования гетеродина или приемника, и дает возможность одновременно наблюдать объекты, имеющие значительно различающиеся скорости. Двухчастотные ОЛС обеспечивают измерение параметров движения объекта за один период модулирующего ЛЧМ сигнала, в то время как в одночастотных ОЛС для этого необходимо минимум два периода. В условиях доплеровской неопределенности оптимальные условия работы системы реализуются, когда разностная частота зондирующих сигналов максимально близка к полосе усиливаемых частот усилителя, или когда частота гетеродина лежит между частотами зондирующих сигналов.

Заключение

Таким образом, исследованы основные статистические характеристики пространственно-временных флуктуаций естественных яркостных фонов в инфракрасной области спектра, развиты методы и алгоритмы

функционирования пассивных и активных локационных систем оптического диапазона.

Литература

1. *Фираго В. А.* Методы построения инфракрасных систем обнаружения «точечных» источников на фоне естественных яркостных полей. Дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. Мн.: БГУ, 1991. 247 с.
2. *Фираго В. А., Ханох Б. Ю., Долинин В. В.* Естественные фоновые помехи в окнах прозрачности атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 11. С. 1355–1381.
3. *Фираго В. А., Ханох Б. Ю.* Двухканальный инфракрасный радиометр для исследования характеристик естественных фоновых помех // Изв. вузов. Приборостроение. 1987. Т. 30, № 3. С. 72–78.
4. *Фираго В. А., Ханох Б. Ю., Гилевский С. В.* Методика определения статистических характеристик излучения естественных фонов в окнах прозрачности атмосферы // Методы и средства обработки оптической информации: Матер. семинара. М., 1983. С. 81–86.
5. *Фираго В. А., Ханох Б. Ю.* О погрешностях определения основных статистических характеристик флуктуаций излучения изотропных яркостных полей // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1985. № 4. С. 105–110.
6. *Фираго В. А., Ханох Б. Ю.* Основные статистические характеристики пространственных флуктуаций инфракрасного излучения некоторых яркостных полей // Изв. вузов. Физика. Томск, 1985. 33 с. Деп. В ВИНТИ 12.05.85. №3216-85.
7. *Фираго В. А., Ханох Б. Ю.* Статистические характеристики некоторых естественных фоновых помех // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 2. С. 281–290.
8. *Фираго В. А.* Анализ характеристик обнаружения «точечных» объектов оптико-электронными системами поисково-обзорного и следящего типов с линейными пространственно-временными фильтрами // Лазерная и оптико-электронная техника: Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 2. Мн.: Белгосуниверситет, 1992. С. 226–237.
9. *Фираго В. А.* Синтез и исследование характеристик линейных пространственно-временных фильтров для обнаружения «точечных» объектов на фоне естественных яркостных полей // Лазерная и оптико-электронная техника: Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 2. Мн.: Белгосуниверситет, 1992. С. 217–225.
10. *Фираго В. А.* Анализ влияния параметров фоновых помех, приемника излучения и объектива на отношение сигнал/шум на выходе пространственно-временных фильтров оптических систем // Лазерная и оптико-электронная техника: Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 1. Мн.: Белгосуниверситет, 1989. С. 196–201.
11. *Фираго В. А.* Синтез и исследование характеристик линейных пространственно-временных фильтров для обнаружения «точечных» объектов на фоне естественных яркостных полей // Лазерная и оптико-электронная техника: Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 2. Мн.: Белгосуниверситет, 1992. С. 217–225.
12. А.с. № 1661572 СССР. Устройство для измерения дальности и скорости объектов. В. Л. Козлов, В. А. Фираго, А. Ф. Шилов. 1991. Бюл. № 25.
13. *Козлов В. Л., Фираго В. А., Шилов А. Ф.* Быстрый последовательный спектроанализатор доплеровских сигналов // Лазерная и оптико-электронная техника: Межвуз. сб. науч. тр. Мн.: Университетское, 1989. С. 202–207.

14. А. с. № 1631698 СССР. Генератор с линейной частотной модуляцией. В. Л. Козлов, В. А. Фираго, А. Ф. Шилов. 1991. Бюл. № 8.
15. Генератор линейно-частотно-модулированных сигналов с автоподстройкой параметров / В. А. Фираго, В. Л. Козлов, К. Н. Коростик, Е. Д. Карих // ПТЭ. 1990. № 3. С. 91–94.
16. *Фираго В. А., Козлов В. Л., Шилов А. Ф.* Широкополосный усилитель с быстродействующей автоматической регулировкой усиления // ПТЭ. 1986. № 2. С. 116–117.
17. *Козлов В. Л., Фираго В. А., Шилов А. Ф.* Двухчастотная локационная система с согласованной фильтрацией зондирующего сигнала // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. науч. ст. Мн.: Университетское, 1993. С. 193–197.
18. А.с. № 1780070 СССР. Устройство для измерения распределения скоростей подвижных слоев по дальности. В. А. Фираго, В. Л. Козлов, И. А. Малевич. 1992. Бюл. № 43.

В. Л. Козлов, И. А. Кобак, С. И. Чубаров

МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПРЕЦИЗИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ РАССТОЯНИЙ

Введение

Разработка и создание прецизионных лазерных средств измерения расстояний в настоящее время является актуальной задачей в связи с широкой востребованностью данных приборов в строительстве, геодезии, картографии и других областях науки и техники. Исследования по разработке методов формирования и обработки дистанционных зондирующих сигналов и функциональных элементов лазерных дальномерных систем начали проводиться на кафедре электрофизики еще в начале 70-х годов XX века в тесном взаимодействии с отделом дальнометрии ГОИ им. С. И. Вавилова (г. Ленинград). В результате были защищены несколько кандидатских диссертаций и выполнены ряд совместных НИР по разработке методов повышения точностных характеристик оптических дальномерных систем высокого пространственно-временного разрешения [1–4]. Традиционно эта проблема решалась увеличением мощности источника лазерного излучения, габаритов приемной оптической системы, временного разрешения измерительной схемы. В отличие от известных методов, разработанные на кафедре принципы повышения точностных характеристик лазерных дальномеров основывались на выборе спектральной области работы и параметров источника излучения, использовании патентно-защищенных методов формирования зондирующих сиг-

налов, приема и эффективной обработки дистанционных сигналов с применением оригинальных методов корреляционной обработки, что позволило достигнуть значительного повышения точности измерений прецизионных дальномеров.

1. Методы построения и повышения точностных характеристик прецизионных лазерных дальномеров

Одним из перспективных принципов построения прецизионных лазерных дальномеров является фазовый метод измерения [5]. Измерение дальности основано на выделении разности фаз дистанционного сигнала и опорного. Повышение точности измерений обеспечивается трансформацией искомой разности фаз опорного и измерительного сигналов на низкочастотную несущую с помощью дополнительного измерительного генератора. Для получения разрешения по дальности $\Delta L \sim 1$ мм нестабильность частот опорного, измерительного генераторов и разностной частоты ($f_m - f_{оп}$) должны быть не хуже $\Delta f/f = 10^{-6}$. Стабилизация разностной частоты осуществляется системой фазовой автоподстройки на основе цифрового синтезатора и частотного детектора [6]. Диапазон измеряемых расстояний определяется частотой модуляции f_m , и для $f_m = 10.001$ МГц составляет 0–15 метров при погрешности измерений ± 1 мм. В дальномере использовался лазер с длиной волны излучения 0.83 мкм, мощность излучения 10 мВт.

С целью повышения точности фазовых измерений при модуляции излучения в диапазоне СВЧ были разработаны способы фазовых измерений в точке с максимальной крутизной фазовой характеристики. В первом способе это достигалось благодаря периодической коммутации фазы модулированного излучения на 180° непосредственно в источнике излучения, который состоял из двух излучателей на основе арсенида галлия, включенных параллельно и навстречу друг другу. Проведенная оценка точности фазовых измерений показала, что средняя квадратичная ошибка установки фиксированного сдвига фаз при частоте модуляции 600 МГц составляла всего 3 угловых минуты (0.04 мм), а при 1000 МГц – 4.3 угловых минуты (0.03 мм) [1].

Во втором способе [2] регистрация в точке с максимальной крутизной фазовой характеристики осуществлялась благодаря тому, что опорное высокочастотное напряжение подавалось на фотоэлектрический приемник, работающий в режиме фазового детектирования, непрерывно, а напряжение высокочастотной модуляции источника излучения дополнительно модулировалось низкочастотным сигналом. Средняя квадратич-

ная погрешность отдельного измерения, при оценке точности индикации нулевых точек не превышала 3 угловых минут при частоте модуляции 600 МГц [3].

Относительная погрешность измерения расстояний одноволновыми лазерными дальномерами ограничена значениями порядка 10^{-6} из-за отсутствия информации о скорости распространения излучения в конкретных метеоусловиях. Для учета состояний среды был разработан импульсно-фазовый метод измерений [7] с применением зондирующего излучения одновременно на двух оптических длинах волн. В дальномере реализован режим автоматической подстройки частоты зондирующих импульсов таким образом, что при частоте следования импульсов f_{λ_1} на дистанции будет укладываться целое число периодов на длине волны λ_1 , а при частоте f_{λ_2} – целое число периодов на длине волны λ_2 . Значение t_{opt} определяется по величине частоты f_{λ_2} и числу N (целое число периодов зондирующих импульсов, укладывающихся за время распространения излучения на дистанции), а величина Δt – по разности периодов следования импульсов f_{λ_1} и f_{λ_2}

$$t_{opt} = \frac{N}{f_{\lambda_2}}, \quad \Delta t = \frac{N}{f_{\lambda_2}} - \frac{N}{f_{\lambda_1}}, \quad L = \frac{cN}{2} \left[\frac{1}{f_{\lambda_2}} - \frac{n_o - 1}{\Delta n_o} \left(\frac{1}{f_{\lambda_2}} - \frac{1}{f_{\lambda_1}} \right) \right]. \quad (1)$$

Сравнение результатов измерения дальности одноволновым фазовым дальномером ($\lambda = 837$ нм) и двухволновыми дальномерами ($\lambda_1 = 837$ нм, $\lambda_2 = 787$ нм) представлено на рис. 1.

Показания дальномеров совпадают лишь при $t = 0^\circ\text{C}$. При других

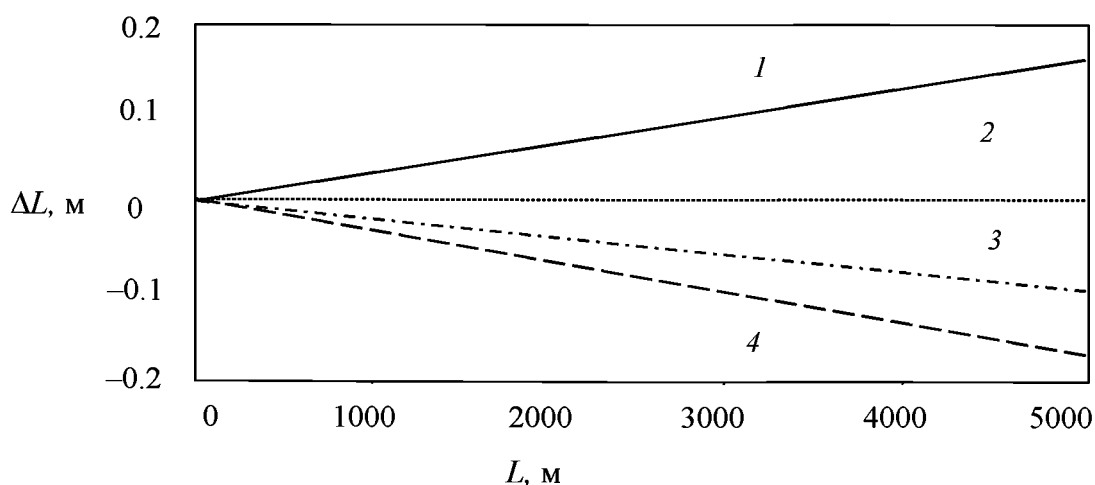


Рис. 1. Зависимость разности показаний одно-волнового и двухволнового дальномеров от измеряемого расстояния при различных температурах окружающей среды
1 – $t = -20^\circ\text{C}$, 2 – $t = 0^\circ\text{C}$, 3 – $t = +20^\circ\text{C}$, 4 – $t = +30^\circ\text{C}$

температурах одноволновый дальномер дает погрешность до 10 см, что связано с отсутствием информации о скорости распространения излучения на трассе. Значения дальности при одноволновых измерениях завышены при минусовых температурах и занижены при плюсовых температурах Цельсия по сравнению с двухволновым. Погрешность измерений одноволновым дальномером по сравнению с двухволновыми оценивается по формуле:

$$\Delta L = -L(n_c - 1)(1 + 15\alpha) \frac{p}{760} \alpha t. \quad (2)$$

Как видно, ошибка ΔL растет линейно с длиной измеряемой трассы L , слабо изменяется с атмосферным давлением p и практически не зависит от длины волны лазерного излучения λ . При $p = 760$ мм рт. ст. на длинах волн вблизи $\lambda = 1$ мкм приближенно находим $\Delta L = -L\delta t$, где $\delta = 1.06 \cdot 10^{-6}$. По сравнению с другими известными разработанная система имеет преимущества в том, что оба зондирующих сигнала на разных длинах волн одновременно генерируются одним лазером и обрабатываются в одном информационно-измерительном тракте.

При высоких частотах модуляции и сильных токах накачки лазера одним из факторов, ограничивающих точность измерения дальномеров, является наличие наводки из передающего в приёмный канал. Разработан метод, позволяющий скомпенсировать влияние наводок из передающего в приёмный канал на результат измерения дальности, основанный на использовании в приёмном канале оптического аттенюатора [5]. При этом осуществляется компенсация наводки при изменении ее амплитуды и фазы в процессе измерений, а также компенсация минимальных наводок, значительно меньших, чем порог регистрации полезного сигнала. Это обеспечивает возможность построения фазовых дальномеров на базе полупроводниковых лазеров, обеспечивающих миллиметровую точность измерения расстояний.

Были разработаны принципы повышения точности измерений рециркуляционных дальномеров, основанные на использовании оригинальных методов формирования зондирующего сигнала, выборе его параметров, оптимизации способа приема и обработки отраженного излучения.

Еще в 70-е годы прошлого века на кафедре были проведены работы по созданию генераторов коротких импульсов тока накачки для полупроводниковых лазеров с большой частотой повторения, которые позволили впервые реализовать оптоэлектронный рециркуляционный генератор с оптической линией задержки [8]. В таких системах с замкнутой обратной связью возникает генерация последовательности оптических импульсов,

период которой определяется временем задержки излучения на измеряемой дистанции при постоянной задержке электрической части схемы [9]. Таким образом, измеряя частоту следования импульсов можно определить длину оптического пути. Однако этот класс дальномеров обладает рядом недостатков, ограничивающих точность измерений, обусловленных погрешностями системы временной привязки импульсов при изменении мощности отраженных сигналов, жесткими требованиями, предъявляемыми к стабилизации электрической задержки, а также невысоким отношением сигнала к шуму, вызванным необходимостью иметь широкополосный фотоприемный тракт.

Для стабилизации электрической задержки рециркуляционного дальномера использовалась синхронизация частоты дистанционных импульсов опорным кварцевым генератором [10]. При этом зависимость периода рециркуляции от измеряемого расстояния имеет ступенчатый характер. В пределах неизменной частоты рециркуляции для точного измерения длины оптического пути разработана оригинальная схема нониусного преобразователя время-время, обеспечивающего временное разрешение 7 пс. В дальномере с использованием двухпорогового способа регистрации дистанционных импульсов и стабилизацией частоты рециркуляции [11] обеспечивалась компенсация погрешностей измерений, обусловленных изменением амплитуды отраженных импульсов, при этом обеспечивалась погрешность измерений временного положения импульсов десятки пикосекунд в широком динамическом диапазоне.

Для повышения точности измерений в качестве рециркулирующего сигнала в дальномере использовался широкополосный линейно-частотно-модулированный (ЛЧМ) радиоимпульс длительностью несколько десятков микросекунд [12]. Для таких сигналов можно использовать известные методы оптимальной обработки, например, с помощью согласованных фильтров, существенно улучшающих отношение сигнал/шум и обладающих высокой стабильностью электрической задержки. При их применении легко осуществляется автоматическая регулировка коэффициента передачи фотоприемного тракта, что устраняет необходимость использования пороговых устройств в петле обратной связи и, следовательно, необходимость системы привязки. Формирование и оптимальная обработка ЛЧМ импульса осуществляется согласованными фильтрами. Дистанционный импульс, прошедший систему оптимальной обработки, имеет следующий вид

$$G(t) = \sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} \frac{\sin \{ [T - n(\tau_{\text{opt}} - \tau_{\text{el}})] \beta T / 2 \}}{\beta [t - n(\tau_{\text{opt}} - \tau_{\text{el}})]} \cos \{ \omega_o [t - n(\tau_{\text{opt}} + \tau_{\text{el}})] \}, \quad (3)$$

где n – число периодов рециркуляции, U_0 – амплитуда, T – длительность, ΔF – девиация частоты, ω_0 – начальная частота ЛЧМ импульса, $\beta = 2\pi\Delta F/T$

Как видно из выражения (3), временное положение отклика на выходе согласованного фильтра определяется временем оптической задержки t_{opt} излучения на дистанции при постоянной электрической задержке t_{el} в электронных блоках устройства и согласованных фильтрах. С каждым периодом рециркуляции n происходит накопление времени оптической задержки t_{opt} , поэтому предложенный способ позволяет измерять усредненное значение t_{opt} за $n=10^4 \dots 10^5$ периодов рециркуляции, что существенно повышает точность измерений. Исследования дальномера показали, что стабильность частоты рециркуляции составила величину 10^{-6} , погрешность измерений $\Delta L \sim 1$ см. При возрастании времени измерений до нескольких секунд, имеется возможность повышения точности до 1 мм.

Задача улучшения точностных характеристик рециркуляционных дальномеров решалась также путем использования зондирующего излучения, представляющего собой импульсы на двух различных оптических длинах волн. В этом случае повышение точности измерений было достигнуто за счет реализации режима рециркуляции одновременно на двух оптических несущих, что позволило одновременно с вычислением дальности получить информацию о скорости распространения излучения вдоль линии наблюдения и учесть ее значение при вычислении дальности по величине оптической задержки на дистанции [13]. В качестве излучателя использовался лазерный диод на основе асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры. Переключение длины волны генерации от $\lambda_1 = 837$ нм на $\lambda_2 = 787$ нм происходит при изменении тока инжекции от 34 до 36 мА. Длительность излучаемых импульсов на разных длинах волн составляет порядка 2 нс. Разность длин волн генерации $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ для асимметричных квантоворазмерных лазерных диодов достигает 20–70 нм. При использовании термостабилизации и стабилизации тока инжекции относительная нестабильность $\Delta\lambda/\lambda$ имеет величину порядка 10^{-3} . При разности длин волн $\Delta\lambda = 20$ нм величина разности оптических задержек за один период рециркуляции составляет Δt на расстоянии $L = 1$ км составляет порядка единиц пикосекунд. Очевидно, что измерение таких коротких временных интервалов вызывает большие сложности. Однако в режиме рециркуляции происходит накопление разности временных задержек. За число периодов рециркуляции $N = 10^4 \dots 10^5$ разность задержек становится равной $T = N\Delta t$ и достигает десятков или сотен наносекунд. В разработанной системе для измерения Δt определяется

число периодов рециркуляции N , за которое разность задержек станет равной $T=100$ нс. В этом случае дальность вычисляется по формуле [14]

$$L = \frac{c}{2n_1} t_{\text{opt}} = \frac{c}{2} \left(t_{\text{opt}} - \frac{n_{10} - 1}{\Delta n_{10}} \frac{T}{N} \right), \quad (4)$$

где, t_{opt} – время задержки на дистанции излучения на длине волны λ_1 , n_{10} – показатель преломления воздуха на длине волны λ_1 при стандартных условиях, $\Delta n_{10} = n_{20} - n_{10}$ – разность показателей преломления на длинах волн λ_2 и λ_1 при стандартных условиях.

На рис. 2 представлена зависимость числа периодов рециркуляции N , при котором фазовый набег за счет разности оптических задержек на дистанции для длин волн $\lambda_1=837$ нм и $\lambda_2=787$ нм составит величину $T=100$ нс, от температуры окружающей среды для $\Delta\lambda=50$ нм.

Разработан способ измерения профиля земной поверхности [15], в котором осуществляется не непрерывное измерение высоты полета, а измерение радиальной составляющей скорости полета. При этом достигается независимость точности определения профиля поверхности от высоты полета и точности поддержания горизонтальной линии перемещения летательного средства. Отраженный от поверхности земли оптический сигнал имеет доплеровский сдвиг частоты F_d , обусловленный радиальной составляющей скорости $v_r = cF_d/2f_0$, где c – скорость света, f_0 – частота лазерного излучения. Значение горизонтальной скорости движения летательного аппарата $v_{\text{г}}$ определяется любым из известных в авиации способов. Угол φ наклона касательной в точке падения излучения определяется следующим образом $\text{tg}\varphi = v_r/v_{\text{г}} = h/s = h/v = \Delta t$, откуда

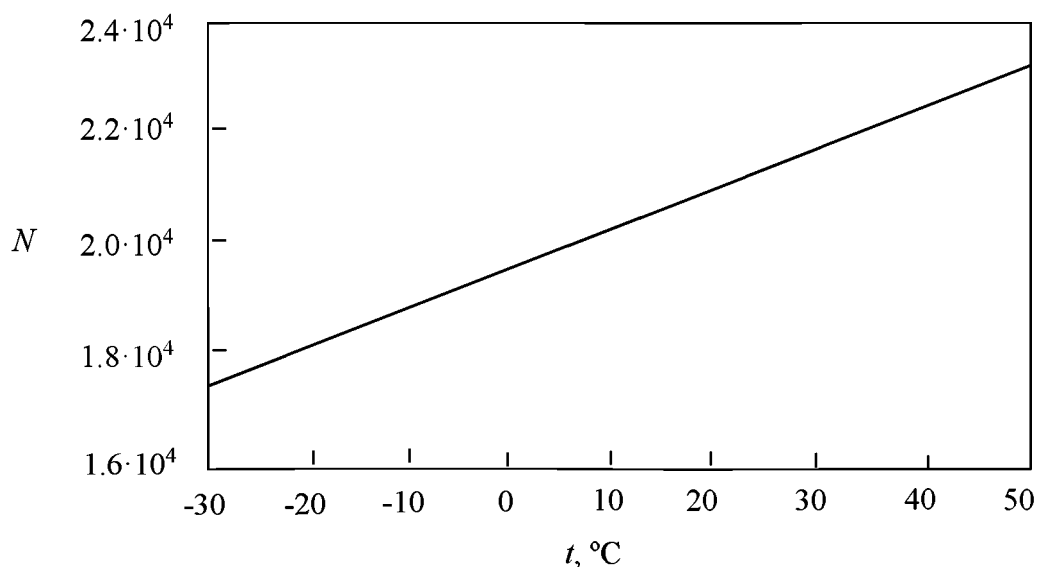


Рис. 2. Зависимость числа N от температуры для $\Delta\lambda = 50$ нм, $L = 3$ км

$h = v_r \Delta t$, где h – превышение последующей точки измерения над предыдущей, $s = v_{\perp} \Delta t$ – расстояние по горизонтали между точками измерения, Δt – время между измерениями.

По значению радиальной скорости v_r вычисляется превышение h каждой последующей точки измерения над предыдущей, и затем, по величине $v_{\perp}$, вычисляется расстояние между точками измерений $S = v_{\perp} \Delta t$ и воспроизводится профиль земной поверхности вдоль линии передвижения. При этом в расчетные соотношения не входит высота полета летательного аппарата, т.е. погрешность измерений не зависит от стабильности поддержания высоты полета, а определяется лишь разрешением по частоте блока измерения доплеровского сигнала.

При использовании CO_2 лазера с длиной волны 10.06 мкм, фотогетеродинного приема и спектроанализатора доплеровского сигнала [16] с разрешением по частоте единицы килогерц и временем анализа 10 мс, при горизонтальной скорости движения $v = 100$ м/с система измеряет наклон касательной к поверхности и превышение каждой последующей точки измерения над предыдущей через 1 м по линии движения с погрешностью $10^{-3} \dots 10^{-4}$, что обеспечивает более высокую точность измерений, чем все известные профилометры.

2. Функциональные элементы прецизионных лазерных дальномеров

Для решения задач светодальнометрии и ряда других практических применений на кафедре проводилась работа по разработке и созданию генераторов коротких импульсов тока для возбуждения инжекционных лазеров.

На основе разработанного формирователя импульсов из перепадов напряжения, выполненного на двух диодах с накоплением заряда в транзисторе [17] был создан полупроводниковый квантовый генератор ПКГ-1 [18]. Прибор выполнен в виде двух небольших блоков: генератора импульсов тока и источника питания, и имеет расширенные функциональные возможности. Длительность импульсов тока регулируется в пределах 15–150 нс, а амплитуда тока накачки до 35 А. В качестве источника излучения используется излучатель ЛД-13 или ЛД-18.

Созданный ПКГ-1 в 1974 г. экспонировался на ВДНХ СССР и автор разработки доцент кафедры Кобак И. А. был награжден «Серебряной медалью». В последствии разработанный полупроводниковый квантовый генератор демонстрировался на выставке «Достижения советской науки и

техники» в г. Софии, а в 1976 г. экспонировался на аналогичной выставке в г. Милане.

Другие генераторы импульсов для возбуждения инжекционных ДСГ-лазеров были созданы на основе разработанного формирователя и СВЧ-полевых транзисторов типа АП-602, что позволило реализовать генераторы импульсов тока наносекундной длительности с регулируемыми параметрами [19, 20]. Генераторы позволяют регулировать длительность выходных импульсов и их задержку в пределах от 1 до 20 нс и от 0.5–100 нс, соответственно. Амплитуда импульса тока, протекающего через лазерный диод типа 32ДЛ106, регулируется плавно в пределах 0–250 мА.

Для использования в импульсных дальномерах разработан способ регистрации последовательности коротких оптических с помощью ЛФД в режиме динамического смещения [21]. Способ заключается в модуляции фототока ЛФД в области лавинного умножения с помощью электрических стробимпульсов, сдвигаемых во времени относительно оптического сигнала, с последующим анализом в нагрузке последовательности стробвырезов оптического сигнала и восстановлении по их огибающей формы входных импульсов. Это позволяет существенно повысить коэффициент внутреннего усиления и расширить диапазон входных сигналов, а также подавить сигналы от фоновой засветки, низкочастотных оптических помех и шумов ЛФД и отличается от известных тем, что стробимпульсы формируются в ЛФД из гармонического сигнала с амплитудой, достаточной для вывода ЛФД в режим лавинного пробоя. Созданное на базе предложенного способа фотоприемное устройство регистрирует короткие оптические импульсы, длительностью $t > 100$ пс, с частотой следования 100 МГц – 2 ГГц. При этом крутизна преобразования равна 10^7 В/Вт, а пороговая чувствительность 10^{-8} Вт в полосе 10 ГГц.

С точки зрения точности измерений большой интерес представлял вопрос распределения фазы электрического поля, создаваемого внешним модулирующим устройством, по фотокатоду фотоумножителя, работающего в режиме фазового детектирования. В качестве внешнего модулирующего устройства использовался неоднородный ступенчатый резонатор. Во внешней и внутренней линиях резонатора проделывались продольные отверстия таким образом, чтобы с перемещением системы резонатор – ФЭУ световой пучок попадал в различные точки фотокатода. Зондирование различных точек на поверхности фотокатода проводилось сфокусированным световым пучком с площадью сечения 0.25 мм². Проведенные исследования показали [4], что для работы в режиме фазового детектирования в прикатодной области необходимо выбирать ФЭУ с од-

народной структурой фотокатода и использовать ограниченную область фотокатода и отверстия в резонаторе.

Для импульсных и рециркуляционных дальномеров разработаны методы построения прецизионных измерителей временных интервалов типа нониусного преобразователя время-время [10], позволяющего непосредственно растянуть малый временной интервал. Использование системы автоматической подстройки частоты измерительного и опорного генераторов обеспечило временное разрешение системы 7 пс. Для расширения динамического диапазона входных сигналов разработан двухпороговый способ регистрации дистанционных импульсов дальномера, сущность которого заключается в введении корректировки в окончательный результат измерения времени появления импульса по результатам измерений при различных порогах регистрации [11], обеспечивающий погрешность измерений временного положения импульсов десятки пикосекунд в динамическом диапазоне 10–12 дБ. Для регистрации импульсных оптических сигналов, изменяющихся в широком динамическом диапазоне, разработаны методы построения импульсной автоматической регулировки усиления (АРУ) для использования в прецизионных дальномерах [22, 23], основанные на удержании амплитуды дистанционного импульса в пределах двух заданных пороговых значений. Система АРУ в комплексе со схемой прецизионной фиксации временного положения обеспечивала погрешность измерений десятки пикосекунд в динамическом диапазоне 40...50 дБ.

Для технической реализации предложенных способов повышения точностных характеристик импульсных дальномеров были разработаны следующие функциональные элементы: прецизионные формирователи временных интервалов [24, 25], импульсный дискриминатор [26], импульсно-фазовые детекторы с расширенными функциональными возможностями [27, 28], фазовращатель [29].

Как указано выше, для повышения точностных характеристик рециркуляционных дальномеров в качестве рециркулирующего сигнала целесообразно использование широкополосного частотно-модулированного радиоимпульса длительностью несколько десятков микросекунд. Это обеспечивает предельную чувствительность приемного тракта, стабильность частоты рециркуляции, широкий динамический диапазон входных сигналов. Для технической реализации такого дальномера разработан генератор ЛЧМ сигнала с автоподстройкой параметров по методу цифрового преобразования [30, 31], обеспечивающий стабильные параметры ЛЧМ сигнала в заданном диапазоне.

Литература

1. Попов Ю. В., Кобак И. А., Шилов А. Ф. Точные фазовые измерения светолокационным способом с помощью спаренного полупроводникового источника излучения при модуляции в диапазоне СВЧ // Вестник БГУ им. В. И. Ленина. 1969. Сер. 1. № 2. С. 71–74.
2. А.с. № 290398 СССР. Способ фазового детектирования. В. Б. Волконский, И. А. Кобак, Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов. 1971. Бюл. № 2.
3. Измерение расстояний методом светолокации с полупроводниковым светодиодом / И. А. Кобак, И. С. Манак, Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов // Изв. Вузов. География и аэрофотосъемка. 1974. № 2. С. 23–28.
4. О распределении фазы моделирующего напряжения по фотокатоду ФЭУ, работающего в режиме гетеродинамирования / Ю. В. Попов, А. Ф. Шилов, И. А. Кобак, И. С. Манак // Вестник БГУ им. В. И. Ленина. Сер. 1. 1970. № 1. С. 93–94.
5. Kozlov V., Kuzmin K., Chubarov S. Increase of accuracy of laser phase rangefinders // Metrologia u progno trzeciego millenium: Materiały krajowy kongres metrologii. Warszawa 24–27 czerwca 2001. T. III. P. 845–846.
6. А.с. № 1698973 СССР. Импульсно-фазовый детектор. В. Л. Козлов, В. А. Фираго. 1991. Бюл. № 46.
7. Kozlov V., Kononenko V., Manak I. Precision laser rangefinder // Metrologia u progno trzeciego millenium: Materiały krajowy kongres metrologii, Warszawa 24–27 czerwca 2001. T. I. P. 511–515.
8. Вишневский В. Н., Кобак И. А., Шилов А. Ф. Рециркуляционный генератор с оптической линией задержки // Приборы и техника эксперимента. 1973. № 6. С. 93–95.
9. А.с. № 1274586 СССР. Оптоэлектронный рециркуляционный генератор. К. Н. Коростик, В. Л. Козлов, Е. Д. Карих. 1986.
10. А.с. № 1144474 СССР. Светодальномер. В. Л. Козлов, А. Ф. Шилов. 1984.
11. А.с. № 1588078 СССР. Рециркуляционный светодальномер. В. Л. Козлов, А. Ф. Шилов. 1988.
12. Козлов В. Л., Шилов А. Ф. Оптоэлектронный рециркуляционный дальномер с ЛЧ-модуляцией оптического излучения. // Сб. Лазерная и оптико-электронная техника. Вып. 2. Мн.: Университетское, 1992. С. 193–197.
13. А.с. № 1810753 СССР. Рециркуляционный дальномер. С. Д. Жарников, В. Л. Козлов, И. А. Малевич. 1993. Бюл. № 5.
14. Kozlov V. L., Kononenko V. K., Manak I. S. Recirculation rangefinder with two-frequency quantum-well semiconductor laser // Czujniki optoelektroniczne i elektroniczne COE 2000: VI Konferencja Naukowa, Gliwice, Poland, 13-16 czerwca 2000. Gliwice, 2000. P. 377–382.
15. Патент РБ № 4076. Способ измерения профиля земной поверхности. В. Л. Козлов. 2001.
16. Козлов В. Л., Фираго В. А., Шилов А. Ф. Быстрый последовательный спектроанализатор доплеровских сигналов // Сб. Лазерная и оптико-электронная техника. Мн.: Университетское, 1989. С. 202–207.
17. А.с. № 1670773 СССР. Формирователь импульсов. И. А. Кобак, И. Д. Бондаренко. 1991. Бюл. № 30.

18. Шилов А. Ф., Кобак И. А., Латушко Е. А. Полупроводниковый квантовый генератор ПКГ-1. // Информационный листок № 369. Ротапринт Бел НИИНТИ, Минск, 1974.
19. Кобак И. А., Манак И. С., Пикулик В. Г. Оптические модули субнаносекундного диапазона на основе инжекционных гетеролазеров. // Тезисы докладов 13 Всесоюзного семинара «Импульсная фотометрия». Тип. ГОИ, Ленинград, 1990. С. 65–66.
20. Кобак И. А., Манак И. С., Пикулик В. Г. Генераторы ультракоротких оптических сигналов на инжекционных гетеролазерах. // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. тр. Мн.: Белгосуниверситет, 1992. С.67–72.
21. А.с. № 1822297 СССР. Способ регистрации оптического сигнала с помощью ЛФД. А. Ф. Шилов, В. М. Стецик, В. Л. Козлов, А. В. Беляков. 1992.
22. Патент РФ № 2012994. Устройство автоматической регулировки уровня сигнала. В. Л. Козлов. 1994. Бюл. № 9.
23. А.с. № 1425811 СССР. Устройство автоматической регулировки уровня сигнала. В. Л. Козлов, И. Д. Бондаренко. 1988. Бюл. № 35.
24. А.с. № 1277366 СССР. Формирователь временных интервалов. В. Л. Козлов. 1986. Бюл. № 46.
25. А.с. № 1622926 СССР. Формирователь временных интервалов. В. Л. Козлов, И. В. Стальмаков. 1991. Бюл. № 3.
26. А.с. № 1226606 СССР. Импульсный фазовый дискриминатор. В. Л. Козлов, В. А. Фираго, А. Ф. Шилов. 1986. Бюл. № 15.
27. А.с. № 1492462 СССР Импульсно-фазовый детектор. В. Л. Козлов, В. А. Фираго, А. Ф. Шилов. 1989. Бюл. № 25
28. А.с. № 1698973 СССР Импульсно-фазовый детектор. В. Л. Козлов, В. А. Фираго. 1991. Бюл. № 46
29. А.с. № 1688390 СССР Фазовращатель. В. А. Фираго, В. Л. Козлов. 1991, Бюл. № 40.
30. А.с. № 1631698 СССР. Генератор с линейной частотной модуляцией. В. Л. Козлов, В. А. Фираго, А. Ф. Шилов. 1991. Бюл. № 8.
31. Генератор линейно-частотно-модулированных сигналов с автоподстройкой параметров / В. А. Фираго, В. Л. Козлов, К. Н. Коростик, Е. Д. Карих // ПТЭ. 1990. № 3. С. 91–94.

В. Л. Козлов, С. И. Чубаров

МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ И ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БЕСКОНТАКТНЫХ ТЕРМОМЕТРОВ

Введение

В случаях, когда использование контактных термодатчиков для контроля тепловых режимов нецелесообразно или принципиально невозможно, измерение температуры осуществляется бесконтактным способом по тепловому излучению методами оптической пирометрии. При

этом регистрируется интенсивность излучения участка поверхности, ограниченного полем визирования прибора, и определяется температура этого участка. Бесконтактные методы измерения температуры, в отличие от контактных способов, не оказывают влияния на контролируемый процесс, обладают высокой технологичностью, производительностью и малым временем измерений.

Еще в начале 60-х годов XX века на кафедре электрофизики проводились исследования по разработке радиационных методов измерения температуры слабонагретых тел [1]. Использование таких методов и созданная на их основе аппаратура была предпочтительна и давала существенный экономический эффект при контроле тепловых режимов элементов полупроводниковой радиоэлектроники [2], дефектоскопии промышленных изделий [3–5], анализе теплофизического состояния движущихся деталей [6], диагностике узлов и блоков машин на основании анализа их тепловых полей (сканирующий пирометр) [7] и решении других промышленных задач. В настоящее время на кафедре продолжают исследования по разработке методов построения и повышения точностных характеристик портативных бесконтактных термометров, а также созданию на их основе измерительной пирометрической аппаратуры для решения различных технологических задач, а также для использования в биологии и медицине.

1. Методы улучшения параметров инфракрасных детекторов излучения

Датчики инфракрасного (ИК) излучения предназначены для обнаружения фотосигналов, измерения их параметров и извлечения необходимой информации при использовании в различных измерительных и диагностических системах. При этом параметры приемников излучения в значительной степени определяют функциональные возможности и точностные характеристики измерительных систем. Разработаны методы улучшения параметров детекторов излучения, работающих в средней ИК-области спектра 3...14 мкм, таких как пороговая чувствительность, точность измерения, время измерения, динамический диапазон [8–14].

Первый метод [8] основан на использовании динамического режима питания ИК-детектора (например, фоторезистора, болометра). Наиболее целесообразно использовать такой режим питания в системах, где приемник излучения включается в плечо балансного моста, подключенного к входам дифференциального усилителя. Динамический режим питания балансного моста позволяет получить переменный электрический сигнал

U_s , пропорциональный интенсивности ИК-излучения, попадающего на детектор, аналогичный сигналу, полученному при использовании внешнего механического модулятора излучения. Амплитуда выходного сигнала при использовании динамического питания будет в два раза выше, чем при внешней механической модуляции.

Значительное улучшение отношения сигнала U_s к шуму U_n достигается при использовании синхронного детектирования на частоте динамического смещения с последующим когерентным накоплением и интегрированием [9]. В системе происходит когерентное накопление сигнала, при этом шумы складываются в противофазе, что обеспечивает повышение чувствительности и точности измерений, исключение шумов и наводок предварительных усилительных устройств. Время измерения определяется частотой динамического питания детектора, находящейся в пределах сотни герц – десятки килогерц. Точность таких систем ограничивается погрешностями, обусловленными разбалансировкой моста в процессе измерения температуры. Если вследствие каких либо причин происходит разбаланс измерительного моста, то в выходном сигнале приемника излучения появляется ошибка ΔU . Для измерения и учета величины ΔU используется раздельное динамическое питание каждого из плеч балансного моста. Однако не всегда имеется возможность обеспечить раздельное динамическое питание каждого из плеч балансного моста, например при гибридно-интегральном исполнении моста. Для измерения величины ΔU в этом случае используется интегрирующий конденсатор, подключенный к выходу опорного плеча. При этом сначала используется низкая частота f_1 динамического питания моста, удовлетворяющая условию $f_1 \ll 1/RC$, а затем частота динамического питания увеличивается до уровня $f_2 > 1/RC$.

Метод динамического питания использовался при построении детектора теплового излучения на базе болометра в спектральном диапазоне 3–14 мкм для системы бесконтактного измерения температуры [10]. Использование такого метода регистрации теплового излучения обеспечило разрешение по температуре 0.05 °С. Необходимо также отметить возможность использования метода при разработке и создании высокочувствительных прецизионных систем регистрации ИК-излучения и миниатюрных бесконтактных измерителей температуры в гибридно-интегральном исполнении.

Повышение точности регистрации интенсивности ИК-излучения и расширение динамического диапазона измеряемых сигналов обеспечива-

ется использованием дополнительного канала обработки информационного сигнала со сдвинутой на $\pi/2$ фазой сигнала когерентного накопления [11]. В обоих каналах используется корреляционная обработка сигналов на основе синхронного детектирования с интегрированием. Первый канал обеспечивает измерение интенсивности излучения. Второй канал используется для компенсации нелинейности характеристики приемника, что обеспечивает повышение точности измерений в широком диапазоне входных сигналов.

Созданные в настоящее время бесконтактные измерители температуры обладают ограниченным диапазоном измерений, определяемым полосой приемника излучения. В большинстве случаев увеличение диапазона измеряемых температур связано с расширением полосы пропускания приемника. Были проведены исследования работы низкотемпературного пирометра в области высоких температур, при которых максимум спектра излучения измеряемого объекта находится за пределами полосы пропускания приемника излучения [12]. Для расширения динамического диапазона работы термометра в сторону более высоких температур получена экспериментальная зависимость выходного сигнала приемника излучения от температуры абсолютно черного тела. Произведен компьютерный расчет нормированного выходного сигнала приемника излучения в соответствии с формулой Планка. В результате анализа экспериментальных данных и результатов математического моделирования показана возможность эффективной работы низкотемпературного пирометра в области высоких температур до 2000 °С, при которых максимум спектра излучения измеряемого объекта находится за пределами полосы пропускания приемника излучения.

Для практического использования результатов исследований с помощью компьютерной обработки была проведена линейная аппроксимация зависимости выходного сигнала приемника излучения от температуры объекта [13]. Линейная аппроксимация заключается в определении участков характеристики, на которых отклонение реальной кривой от линейной не превышает заданной величины. Установлено, что при работе пирометра в области низких температур от –30 до +100 °С для линеаризации характеристики с погрешностью $\delta = 0,1$ °С необходимо 10 линейных участков. Причем при использовании прибора в медицине в диапазоне от +32 до +43 °С отклонение характеристики от линейности не превышает 0.1 °С. В диапазоне температур от –30 до +2000 °С для линейной аппроксимации с погрешностью $\delta = 1 \% \pm 1$ °С необходимо учитывать всего 11 линейных участков.

2. Методы бесконтактных измерений температуры и коэффициента излучения объекта

Бесконтактные методы измерения температуры обеспечивают достаточно высокую точность в случае, если точно известно значение коэффициента излучения объекта, зависящего от температуры и времени. Если коэффициент излучения не известен, то требуется использование дополнительных методов и средств для его определения. Для этих целей обычно используются два спектральных измерительных канала, причем температура определяется из отношения сигналов в измерительных каналах. Такие системы обеспечивают высокую точность измерений только в случае, если коэффициенты излучения объекта одинаковы в обоих спектральных диапазонах. Если коэффициенты излучения не одинаковы, то система будет давать значительную погрешность измерений. Наряду с использованием двух спектральных каналов, для измерения коэффициента излучения предлагается повышать температуру объекта (10–30 °С), что обеспечивает более высокую точность измерений. Однако при этом возрастает время измерений и нагрев измеряемого объекта не всегда возможно практически осуществить, особенно при бесконтактных измерениях температуры движущихся объектов, объектов, появляющихся на короткое время в поле зрения, объектов находящихся в труднодоступных местах и под высоким напряжением.

В связи с этим разработан метод бесконтактного измерения температуры и коэффициента излучения объекта [14], обеспечивающий высокую точность измерений в широком температурном диапазоне даже в случае, если коэффициент излучения изменяется в зависимости от температуры и спектрального диапазона. Величина энергии „нечерного“ тела E_{Σ} в спектральном диапазоне λ_1 – λ_2 , излучаемой поверхностью тела, находящегося при температуре T с излучательной способностью $\varepsilon(\lambda, T)$, определяется следующим соотношением:

$$E_{\Sigma} = \varepsilon(\lambda, T) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T}(\lambda, T) d\lambda, \quad (1)$$

где $b_{\lambda T}$ – спектральное распределение плотности энергии излучения объекта, определяемое формулой Планка.

Выражение (1) по известному значению выходного сигнала приемника излучения E_{Σ} позволяет вычислить температуру объекта при известном значении $\varepsilon(\lambda, T)$. Так как в большинстве случаев неизвестно значение излучательной способности $\varepsilon(\lambda, T)$, то для однозначного измерения тем-

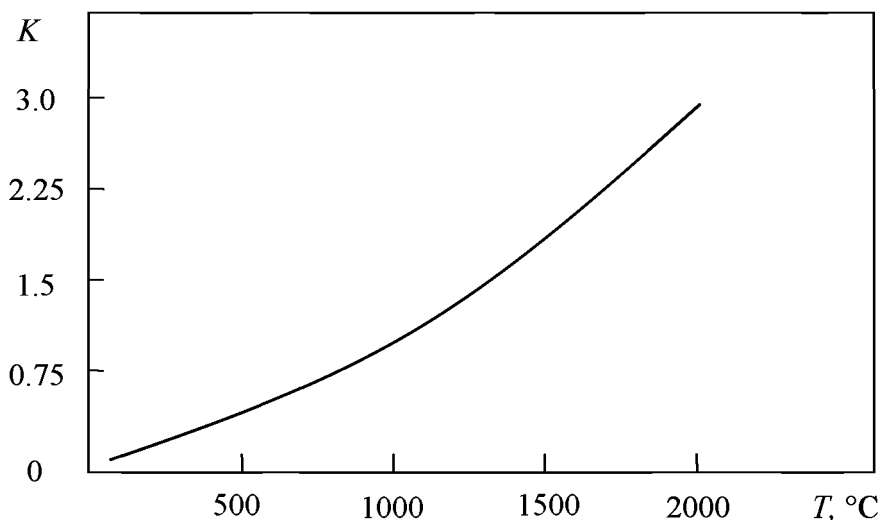


Рис. 1. Зависимость отношения E_1/E_2 от температуры объекта T для спектральных диапазонов измерительных каналов $\lambda_1 = 2.5$ мкм, $\lambda_2 = 12.8$ мкм, $\lambda_3 = 0.9$ мкм, $\lambda_4 = 4.8$ мкм

пературы и излучательной способности необходимо использование двух измерительных каналов со спектральными диапазонами $\lambda_1 - \lambda_2$ и $\lambda_3 - \lambda_4$.

Оба измерительных канала калибруются по "абсолютно черному телу" (АЧТ), коэффициент излучения которого $\varepsilon(\lambda, T) = 1$. Если $\varepsilon_1(\lambda, T) = \varepsilon_2(\lambda, T) = 1$, то по величине сигналов в спектральных диапазонах E_1 или E_2 однозначно определяется истинная температура объекта T . Если $\varepsilon_1(\lambda, T) = \varepsilon_2(\lambda, T) \neq 1$, то оба канала будут показывать неверные, но одинаковые значения температуры объекта, т. е. $T_1 = T_2 \neq T$. В этом случае измерение истинной температуры осуществляется из отношения амплитуд сигналов на выходах каналов E_1/E_2 . На рис. 1 представлена зависимость отношения E_1/E_2 от температуры объекта T для системы, где в первом спектральном канале в качестве приемников излучения использовался полупроводниковый болометр со спектральным диапазоном от $\lambda_1 = 2.5$ мкм до $\lambda_2 = 12.8$ мкм, а во втором – фоторезистор PbSe со спектральным диапазоном от $\lambda_3 = 0.9$ мкм до $\lambda_4 = 4.8$ мкм.

По величине измеренных температур T_1 и T_2 в обоих спектральных диапазонах можно судить о равенстве (или неравенстве) коэффициентов излучения $\varepsilon_1(\lambda, T)$, $\varepsilon_2(\lambda, T)$ в спектральных диапазонах. Если коэффициенты излучения в спектральных каналах не равны: $\varepsilon_1(\lambda, T) \neq \varepsilon_2(\lambda, T)$, то измеренные значения температуры на выходах спектральных каналов также не будут равны $T_1 \neq T_2$. В этом случае отношение коэффициентов излучения в спектральных диапазонах вычисляется по следующему алгоритму:

$$\varepsilon_1/\varepsilon_2 = E_1/E_1(T_2) \text{ или } \varepsilon_1/\varepsilon_2 = E_2'(T_1)/E_2, \quad (2)$$

где $E_1'(T_2)$ – сигнал на выходе первого канала при температуре АЧТ T_2 , $E_2'(T_1)$ – сигнал на выходе первого канала при температуре АЧТ T_1 .

Затем с учетом полученного отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ измерение истинной температуры T осуществляется из отношения амплитуд сигналов на выходах каналов E_1/E_2 с использованием зависимости, представленной на рис. 1. Коэффициенты излучения в спектральных диапазонах определяются следующим образом:

$$\varepsilon_1 = E_1(T_1)/E_1(T), \quad \varepsilon_2 = E_2(T_2)/E_2(T), \quad (3)$$

где T – вычисленная истинная температура объекта.

Разработаны также методы построения систем бесконтактного измерения температуры, обеспечивающие повышение быстродействия и точности измерений [8], повышение стабильности и точности при долговременном температурном контроле различных технологических процессов [10], компенсацию нелинейности преобразования сигнала и расширение динамического диапазона измеряемых температур [11, 12]. Во всех системах используется корреляционная обработка информационного сигнала на основе согласованной фильтрации и когерентного накопления с интегрированием, обеспечивающая улучшение отношения сигнал/шум в $10^2 \dots 10^3$ раз.

3. Портативный бесконтактный термометр с расширенными функциональными возможностями

Функциональная схема разработанного бесконтактного термометра представлена на рис. 2. Излучение от объекта 1 собирается германиевой линзой 2, и попадает на приемник излучения 3, в качестве которого используется пироэлектрический приемник МГ-30 или полупроводниковый болометр БП-2. Для уменьшения погрешностей, вызываемых плохим соотношением сигнал/шум на приемнике, при определении потока излучения используется синхронное детектирование с последующим интегрированием.

Повышение отношения сигнал/шум на выходе синхронного детектора основано на совпадении фазы сигнала с фазой детектора. Импульсы синхронизации, необходимые для синхродетектора, формируются при вращении обтюратора 4, находящегося перед входным отверстием оптической системы и приводящимся во вращение электродвигателем 5, с помощью светодиода СД и фотодиода ФД, а также компаратора 13. При этом на приемник излучения 3 поступают разные оптические потоки: для открытого входного отверстия оптической системы – от измеряемого

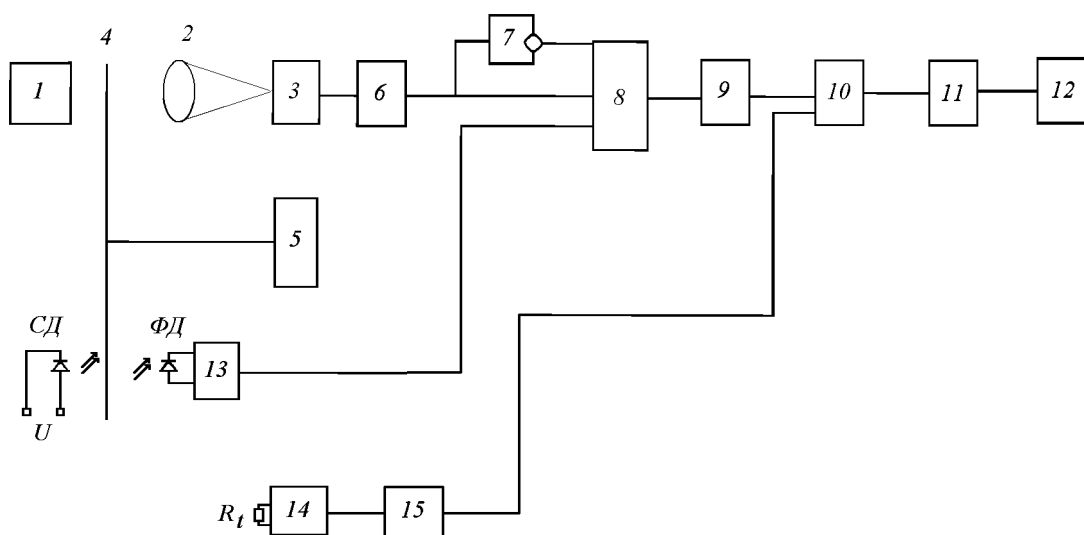


Рис. 2. Функциональная схема бесконтактного термометра

объекта, для закрытого – от равновесного излучения внутренней полости обтюратора и входной оптической системы. Образующийся на выходе приемника 3 переменный сигнал усиливается усилителем 6 и поступает на двухполупериодный детектор, включающий инвертор 7, коммутатор 8 и следящий интегратор 9. На выходе синхродетектора, таким образом, формируется сигнал, характеризующий разность температур измеряемого объекта и внутренней полости приемной системы, который далее поступает на вход сумматора 10.

Температура внутренней полости пирометра контролируется терморезистором R_t , включенным в одно из плеч балансного моста 14. Сигнал разбаланса усиливается усилителем 15 и поступает на другой вход сумматора 10, где используется в качестве отсчетного уровня для определения истинной температуры измеряемого объекта. С выхода сумматора 10 сигнал поступает на плату быстрого аналого-цифрового преобразователя 11 и затем происходит микропроцессорная обработка информационного сигнала в блоке 12.

Функциональные возможности прибора: обеспечивается получение текущего значения температуры, среднего значения температуры за время измерения, максимального, минимального значения температуры, дисперсии, а также хранение в памяти 1024 измеренных значений температуры. В режиме сканирования выводится графическая информация о тепловом поле объекта вдоль линии наблюдения.

Характеристики и функциональные возможности термометра:

диапазон измеряемых температур, °C	–30...+2000
спектральный диапазон приемника, мкм	2.5...12
разрешение при измерении температуры, °C	0.1
погрешность измерений, °C	$1\% T_{\text{изм}} \pm 1$
диапазон регулировки коэффициента излучения	0.1...1.0
время измерений, с	0.1 – 1
диаметр приемной оптики, мм	5
диапазон рабочих расстояний, м	0.05 – 3
напряжение питания, В	± 5
режимы работы:	
– режим измерения температуры объекта;	
– режим сканирования теплового поля.	

4. Бесконтактный медицинский термометр

Бесконтактный измеритель температуры поверхности тела у новорожденных детей разработан в рамках республиканской программы "Здоровье матери и ребенка". Термометр имеет следующие технические характеристики:

диапазон измеряемых температур, °C	+20...+45
спектральный диапазон приемника, мкм	3...14
разрешение при измерении температуры, °C	0.1
погрешность измерений, °C	
– в диапазоне +20...+45 °C	$\pm 1\text{ °C}$
– в диапазоне +34...+42 °C	$\pm 0.1\text{ °C}$
время измерений, с	1
диаметр приемной оптики, мм	5
диапазон рабочих расстояний, м	0.05 – 0.15
диапазон рабочих температур, °C	22 ± 3

Для компенсации влияния температуры окружающей среды в измерительную головку введена балансная схема компенсации температурного дрейфа, учитывающая изменение температуры внутренней полости термометра, приемника и окружающей среды.

Нами разработаны и внедрены ряд бесконтактных термометров для решения конкретных технических задач: анализа температуры поверхности при изготовлении сварных швов (в институте сварки АНБ), анализа температуры движущихся узлов (в Могилевском машиностроительном институте), для контроля температуры при изготовлении полимерных материалов (в Белорусском Технологическом Университетете), оценки

качества теплоизоляции (в ООО "Теплохиммонтажзащита" г. Гродно), контроля тепловых полей арматуры железобетонных конструкций при термической обработке (в УО "Полоцкий государственный университет"), контроля термического упрочнения колесных пар (в Брестском локомотивном депо) и др.

Литература

1. Радиационные измерения температур слабонагретых тел / Под ред. В. Г. Вафиади и М. М. Мирошникова. Мн.: Изд. БГУ им. В. И. Ленина, 1969. 195 с.
2. *Леонов И. Г., Пикулик В. Г., Федотенко А. В.* Радиационный метод исследования тепловых режимов элементов полупроводниковой радиоэлектроники // ИФЖ. 1968. Т. XIV, № 2. С. 334–337.
3. *Леонов И. Г., Могилевич А. В.* Дефектоскопия тонких проволок методом радиационной пирометрии. // Исследование по физике металлов и неразрушающим методам контроля. Мн.: «Наука и техника», 1968.
4. Дефектоскопия тонкостенных трубок методом радиационной пирометрии / И. Г. Леонов, Л. Ф. Корзун, Б. Ю. Ханох, Р. Н. Иванова // Исследование по физике металлов и неразрушающим методам контроля. Мн.: «Наука и техника», 1968.
5. *Леонов И. Г.* К вопросу о дефектоскопии тонких проволок // Дефектоскопия. 1968. № 2. С. 64–67.
6. *Вафиади В. Г.* Фотоэлектрическая автоматика и фотометрия в инфракрасных лучах // Вестник БГУ им. В. И. Ленина. Сер. 1. 1969. № 1. С. 50–54.
7. *Вафиади В. Г.* Фотоэлектрическая автоматика. Мн.: Вышэйшая школа, 1966. 139 с.
8. Патент РБ № 3142 G01j5/00. Устройство для бесконтактного измерения температуры поверхности. Козлов В. Л., Чубаров С. И. 1999.
9. *Kozlov V. L., Rydnets D. N.* Infrared sensor for contactless thermal measurements // VI Konferencja Naukowa COE 2000 (13–16 czerwca 2000, Gliwice). Gliwice, 2000. P. 278–282.
10. *Козлов В. Л.* Улучшение характеристик датчиков инфракрасного излучения // Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления. Сб. материалов XII науч.-техн. конф. М.: МГИЭМ, 2000. С. 87–88.
11. Патент РБ № 3134 G01j5/00. Устройство для бесконтактного измерения температуры. Козлов В. Л., Чубаров С. И. 1999.
12. *Козлов В. Л., Руднец Д. Н.* О расширении диапазона измерений низкотемпературного радиационного пирометра // Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления. Сб. материалов XII науч.-техн. конф. М.: МГИЭМ, 2001. С. 64–65.
13. *Козлов В. Л., Руднец Д. Н.* Методы повышения точностных характеристик инфракрасных детекторов излучения // Лазерная и оптико-электронная техника. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2001. С. 101–104.
14. *Kozlov V. L.* Method of contactless temperature and emissivity measurements / Metrologia u progu trzeciego millenium: Materiały krajowy kongres metrologii (24–27 czerwca 2001 r, Warszawa). T. I. Warszawa, 2001. P. 119–122.

В. М. Колесников, И. С. Манак

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ

Алгоритм построения оптико-электронной системы в общем виде строится, исходя из общей функциональной схемы (рис. 1).

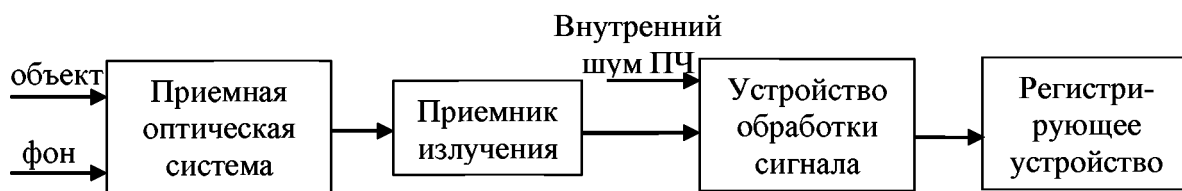


Рис. 1. Общая функциональная схема ОЭС

В системах обнаружения и фотометрирования точечных объектов (например, звездная фотометрия) обработка сигнала и, соответственно, требования к параметрам и характеристикам компонентов системы должны формироваться по критерию увеличения вероятности обнаружения объекта при минимуме ложной тревоги, причем в случае слабого сигнала следует учитывать не только помеху в виде фоновой компоненты и внутренних шумов, но и тот факт, что приемник излучения, работающий в режиме фоновой обнаружения проявляет нелинейность по некоторым характеристикам [1]: постоянная времени при низком уровне фона зависит от отлученности, внутренний шум зависит как от отлученности, так и от нестабильности теплового режима работы приемника излучения. Таким образом, в режиме обнаружения слабых сигналов в приемнике излучения следует рассматривать как нелинейную многопараметрическую систему и, соответственно, схема обработки информации должна строиться индивидуально, с учетом типа приемника, спектрального диапазона работы, уровня сигнала и шумовых характеристик. В изображающих системах (тепловизоры, интерферометры и т. д.) требования к обработке сигнала заключаются в воспроизведении распределения энергии по полю зрения с минимальными искажениями в контрасте картины.

Взаимосвязь между различными рабочими параметрами приемного устройства, которая выражается с помощью системных уравнений, зависит от целей и содержания поставленной задачи, образует основу параметрического анализа.

Наиболее важные параметры приемного устройства – обнаружительная способность и разрушение системы – являются основой для проведения параметрического анализа и разработки практической схемы ОЭС.

1. Фотометрическая система

Основная цель при построении фотометрической системы – достижение высокого уровня обнаружительной способности. Обнаружительная способность ОЭС определяется величиной полного потока излучения на входе системы, при которых отношение сигнал/шум на выходе равно единице, и может быть представлена общим уравнением

$$D_{\text{сист}}^{**} = \left(\frac{4\sqrt{k_f}}{\pi k_0 k_z k_{ck} k_{\Pi}} \right) \left(\frac{k\sqrt{A\Delta f}}{D_0 P_{\text{пор}} \sqrt{N}} \right) \left(\frac{\sqrt{\Omega}}{T_k} \right), \quad (1)$$

где $D_{\text{сист}}^{**}$ – обнаружительная способность системы; k_f – постоянная определяемая отношением эквивалентной шумовой полосы частот к полосе пропускания электронного тракта; k_0 – пропускание оптики; k_z – КПД электронной аппаратуры; k_{ck} – КПД сканирования; k_{Π} – коэффициент перекрытия (доля площади приемника излучения, не участвующая в приеме сигнала); k – диафрагменное число оптической системы; D_0 – световой диаметр собирающей оптики; N – число приемников излучения; Ω – мгновенный угол поля зрения; T_k – время построения кадра; A – площадь чувствительной площадки приемника излучения; Δf – полоса пропускания электронного тракта.

Первая группа параметров представляет собой специфические инженерные параметры, характеризующие КПД системы.

Коэффициент пропускания оптической системы k_0 зависит от конструкции и числа оптических элементов. Он может быть близок к единице для зеркальной оптики с малым коэффициентом экранирования. Для зеркальной с заметным экранированием и преломляющей оптики k_0 снижается до 30–40 %. Практическая величина коэффициента 50–70 %.

Номинальная величина k_z находится в пределах 70–90 %, точная величина определяется передаточными функциями электронного блока, оптической системы, приемника излучения.

Коэффициент k_f зависит от передаточной функции формирующего фильтра и имеет значения в пределах 0.5–2.

КПД сканирования определяется выбранным механизмом и траекторией сканирования. Например, при непрерывном круговом сканировании (ИК ЗФ-1) $k_{ck} \approx 0.5\text{--}0.6$ [2].

Величина перекрытия корректируется различными конструкциями концентраторов светового потока, являющихся согласующими элементами питающей оптики и приемника излучения [1].

Обнаружительная способность приемника излучения определяется по стандартным объектам [1, 2] с индивидуальным выбором режима работы по критерию минимизации собственных шумов, выбором диапазона питающих напряжений, стабилизацией теплового режима работы с помощью специального теплообвода [1]. При построении серии ИК звездных фотометров [2, 3] достигнута обнаружительная способность для фоторезистора на основе поликристалла $\text{PbS} \approx 10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$; для охлаждаемого фотодиода на основе $\text{InSb} \approx 10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ [1].

2. Поляризметрическая система

Анализ поляризационных характеристик излучения дает наиболее полную характеристику светового пучка полупроводникового лазера, кроме того является наиболее надежным источником сведений об оптических постоянных поглощающих сред при анализе отраженного излучения.

Разработано устройство для анализа поляризационных характеристик полупроводниковых лазеров [4–7], функциональная схема которого представлена на рис. 2.

Поляризационные характеристики определяются по стандартной методике Стокса, кроме того, при такой функциональной схеме есть возможность определения и компенсации астигматизма в структуре пучка излучаемого полупроводниковым лазером. Пространственное распределение энергетических и поляризационных характеристик определяется сканированием пучка в ортогональных плоскостях щелевой диафрагмой [4, 5].

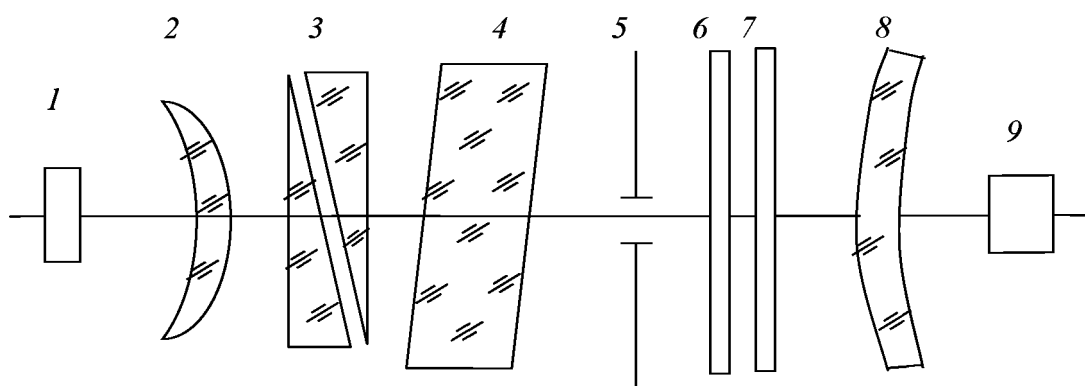


Рис. 2. Функциональная схема поляриметра:

1 – полупроводниковый лазер; 2 – анаберрационный объектив коллиматора; 3 – призмная паниратическая система компенсации астигматизма лазерного пучка; 4 – отклоняющая плоскопараллельная стеклянная пластинка; 5 – сканирующая щелевая диафрагма; 6 – четвертьволновая пластинка; 7 – поляроид; 8 – собирающий объектив; 9 – приемник излучения

3. Лазерная рефрактометрия. Определение оптических постоянных поглощающих сред

Метод измерения поляризационных характеристик пучка лазерного излучения весьма действенен при решении важной прикладной оптической задачи – определении оптических постоянных поглощающих сред. Существуют стандартные методы измерения оптических постоянных веществ и сред (эллипсометрические, рефрактометрические, интерференционные). Но все эти методы дают весьма приблизительные результаты для поглощающих и, в особенности, сильнопоглощающих сред. В этом случае наиболее надежным является метод лазерной рефрактометрии [8].

Оптические постоянные определяются по результатам анализа характеристик отраженного светового поля при фиксированном угле падения светового зондирующего пучка (в отличие от стандартной методики с нормальным направлением зондирующего пучка).

Функциональная схема устройства определения оптических постоянных сред приведена на рис. 3 [8].

Для определения оптических постоянных используются не параметры Стокса, а компоненты связанного с ними вектора поляризации P . Для удобства расчетных операций выбран азимут поляризации 45° при зондировании линейно поляризованным излучением. Выбираются два ком-

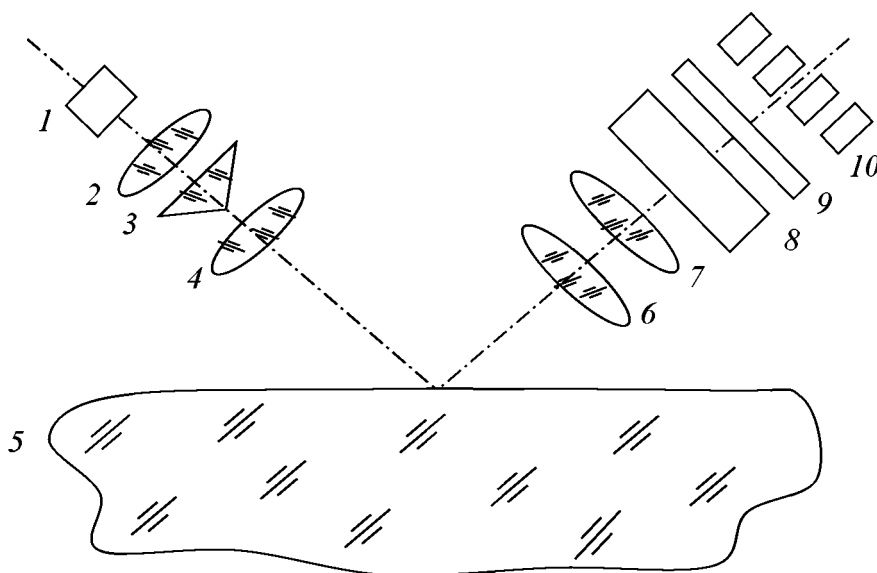


Рис. 3. Функциональная схема устройства определения оптических постоянных поглощающих сред:

1 – полупроводниковый лазер; 2 – микрообъектив; 3 – корректор астигматизма лазерного пучка; 4 – коллимирующий объектив; 5 – объект; 6 – камерный объектив; 7 – объектив, трансформирующий излучение в плоскость блока приемников 10; 8 – поляризационный расщепитель; 9 – анализатор; 10 – блок приемников

понента вектора поляризации P_1 и P_2 , для определения которых не требуется четвертьволновой пластинки, что значительно упрощает технику эксперимента. Оптические постоянные определяются из соотношений

$$\left. \begin{aligned} n^2 - x^2 &= \frac{2P_1^2 + P_2^2}{(1 - P_2)^2} \sin^2 \varphi t g^2 \varphi + \sin^2 \varphi \\ 2nx &= \frac{2P_1 \sqrt{1 - P_1^2 - P_2^2}}{(1 - P_2)^2} \sin^2 \varphi t g^2 \varphi \end{aligned} \right\}, \quad (2)$$

где φ – угол падения.

Анализ оптических постоянных кристаллических структур позволил разработать модернизированный метод определения поляризационных характеристик входного поля излучения [6]. Приемник излучения располагается под фиксированным углом и оптической оси и, поскольку материал приемника представляет собой кристаллическую структуру, происходит фильтрация поляризационных компонент падающего излучения и при вращении приемника интенсивность зарегистрированного излучения состоит из постоянной и переменной компонент, что позволяет упростить методику построения функциональной схемы устройства для определения поляризационных характеристик поля излучения [6].

4. Изображающие системы

К изображающим системам можно отнести интерферометрические [7–9], тепловизионные системы [10, 11], системы наведения [12].

Одной из важных интерферометрических задач является задача определения толщины тонких пленок [7]. В отличие от стандартных методов построения интерферометров для определения толщин тонких пленок (кольцевые, сканирующие и т. д. интерферометры), недостатком которых является сложность построения, слабая помехозащищенность, инерционность, предложен метод статической интерферометрии. Оперативность и простота получения информации с помощью данного метода иллюстрируется функциональной схемой интерферометра (рис. 4).

На выходе интерферометра формируются три полосы с повышенным контрастом в центральной области (интерферируют четыре фронта) и с пониженным на периферии (интерферируют два фронта).

Угол α выбирается в зависимости от необходимого диапазона измерения толщин пленки и поля зрения приемной системы, исходя из соотношений [7]

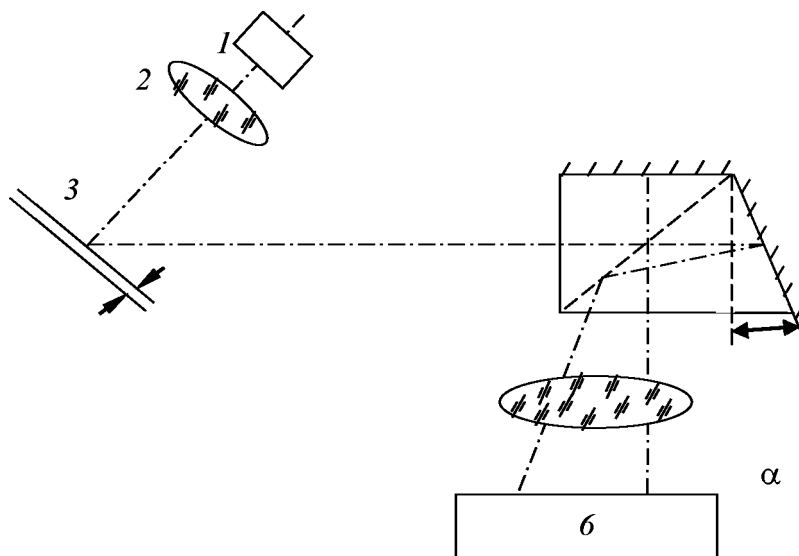


Рис. 4. Функциональная схема интерферометра:

1 – полупроводниковый лазер; 2 – коллиматорный объектив; 3 – измеряемая пленка; 4 – интерферометрический узел (светоделительный кубик, одна зеркальная грань которого имеет отступление от 90° на угол α); 5 – камерный объектив; 6 – ПЗС приемник

$$\frac{\alpha n_1}{2} = \frac{\lambda}{4L}, \quad (3)$$

где λ – длина волны лазера; L – расстояние между соседними максимумами при калиброванной толщине пленки.

Нижний предел L определяется разрешением камеры 6, верхний – полем зрения приемной системы 5, 6.

Обработка интерферограммы аналогична описанной в [9].

5. Оптическая система для ОЭС

Выбор конструктивных параметров приемной оптической системы является одним из основных этапов построения ОЭС любого типа.

Наиболее рациональной можно считать методику построения двухзеркальной системы, универсальной по критерию степени коррекции абберрационных характеристик. Общая функциональная схема двухзеркальной системы представлена на рис. 5 [13].

При моделировании системы в качестве расчетных соотношений используется [13]

$$r_1 = \frac{2d}{1-S'}; \quad r_2 = \frac{2S'-d}{1-S'+d}; \quad f_0 = 1,0; \quad B_1 = \frac{1}{4} + \frac{(1-S')^3}{8d^2S'};$$

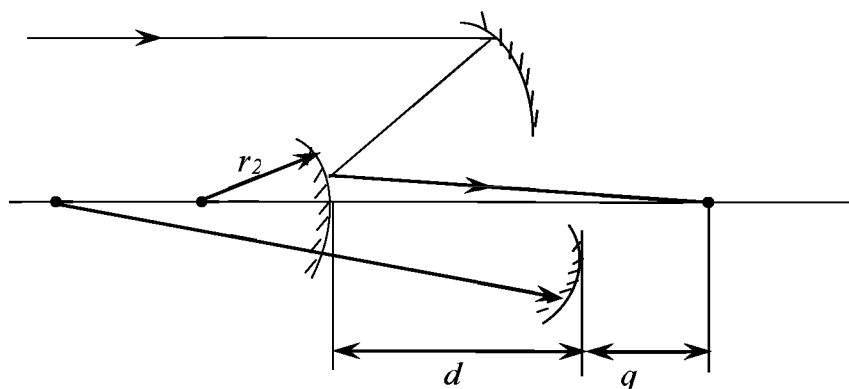


Рис. 5. Функциональная схема двухзеркальной оптической системы

$$e^2 = \frac{4d(S'+1)}{(1-S'+d)} + \frac{2d^2(1-4B_1)}{(1-S'+d)} + 1.$$

где B_1 – коэффициент комы; e – эксцентриситет вторичного зеркала.

При параметрическом задании d строятся зависимости r_1 , r_2 , B_1 и e^2 от S' (или q). Критерий построения системы: минимизация сферической аберрации. По зависимостям [13] выделяется область значений с минимальными аберрационными коэффициентами. В общем случае для известных r_1 и r_2 , оптический промежуток d можно задавать в пределах $(r_1 - r_2) > d > r_1/2$. Из анализа расчетных данных по критерию минимизации коэффициента комы, чувствительности системы и эксцентриситету вторичного зеркала и т. д. [13] желательно оптический промежуток выбирать в области $d \approx 0.2$.

Комплексный анализ зависимостей r_1 , r_2 , B_1 и e^2 от S' [13] позволил определить оптимальную область значений параметров системы, что позволяет строить оптическую систему для решения конкретной прикладной задачи с гарантированной минимизацией аберрационных коэффициентов.

Литература

1. Колесников В. М., Шилов А. Ф. Исследование предельных параметров приемников инфракрасного излучения на основе InSb и PbS // Когерентные методы в акустических и оптических измерениях. Сб. статей. Владивосток: ДВНЦ, АН СССР, 1981. С. 145–146.
2. Колесников В. М., Щербаков А. Г. Фотоэлектрическая приставка для обнаружения излучения ИК-звезд // Вест. БГУ. Сер. 1. 1973. № 3. С. 71–72.
3. Колесников В. М., Щербаков А. Г. Фотометрическое устройство для фотометрирования астрономических объектов в окне прозрачности // Вест. БГУ. Сер. 1. 1974. № 3. С. 77–79.

4. Колесников В. М., Манак И. С., Буйкевич А. Г. методика исследования пространственных и поляризационных параметров лазерного излучения // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. научн. статей. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2001. С. 84–94
5. Manak I. S., Kolesnikov V. M., Buikевич A. G. Method of measurement of the polarization characteristics of injection lasers // VII Konferencja Naukowa "Czujniki Optoelektroniczne i Elektroniczne: COE 2002". Materiały Konferencyjne. Tom I. Rzeszow, 5–8 czerwca 2002. Rzeszow, 2002. S. 285–289.
6. Колесников В. М., Манак И. С., Буйкевич А. Г. Новый способ определения поляризационных параметров лазерных диодов // Датчики и преобразователи информационных систем измерения, контроля и управления. Матер. XIV научн.-техн. конф. М.: МГИЭМ, 2002. С. 38–39.
7. Колесников В. М., Манак И. С., Буйкевич А. Г. Интерферометрический датчик толщины тонких прозрачных пленок // Датчики и преобразователи информационных систем измерения, контроля и управления. Матер. XV научн.-техн. конф. М.: МГИЭМ, 2003. С. 151.
8. Колесников В. М., Манак И. С., Буйкевич А. Г. Определение оптических постоянных поглощающих сред методом лазерной рефрактометрии // Сер. «Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів». Вип. 8. «Неруйнівний контроль та діагностика неоднорідних об'єктів». Зб. наук. праць. Львів, 2003. С. 132–135.
9. Колесников В. М., Осин С. А. Микроинтерферометр для контроля размеров субмикронных топологических элементов // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. научн. статей. Вып. 5. Мн.: БГУ, 2000. С. 86–89.
10. Колесников В. М. Микропирометр для непосредственного измерения температур полупроводникового лазера // Вест. БГУ. Доп. ВИНТИ. 10.07.1982. № 3435 – 81. С. 16.
11. Колесников В. М., Шилов А. Ф. Измерение температуры поверхности полупроводникового лазера микропирометром // Когерентные методы в акустических и оптических измерениях. Сб. статей. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1981. С. 116–117.
12. Колесников В. М., Ткачев В. С. Лазерный целеуказатель // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. научн. статей. Мн.: БГУ, 2000. С. 89–92.
13. Колесников В. М. Анализ двухзеркальной приемной системы // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. научн. трудов. Мн.: Университетское, 1989. С. 207–212.

В. В. Могильный

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ НЕРАВНОВЕСНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПРОЦЕССАХ ОПТИЧЕСКОЙ ФАЗОВОЙ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

Наиболее широко известными полимерными материалами для записи фазовых голограмм являются дихромированный желатин [1, 2] и фотополимеризующиеся композиции (фотополимеры) [3, 4]. Одним из факто-

ров, обеспечивающих высокое качество фазовой голографической записи в этих материалах служит инициируемая фотохимическими превращениями диффузия молекулярных компонентов. Последняя возникает благодаря неравновесности состояния фотомодифицированных регистрирующих материалов, заключающейся в неоднородном распределении подвижных частиц, плотности, механических напряжений. Вместе с изменением молекулярной поляризуемости в фотохимических процессах диффузионный и другие виды релаксации фотоиндуцированной неравновесности формируют модуляцию показателя преломления в структуре голограммы и многократно усиливают дифракционную эффективность. Спутником таких релаксационных процессов, как правило, является образование поверхностных рельефов (модуляция толщины регистрирующего слоя), что используется для записи рельефно-фазовых голограмм [2].

Слои дихромированного желатина и фотополимеров обладают рядом недостатков, в число которых входят сложность технологии приготовления, слабая устойчивость при хранении и другие. Они в значительной мере исключаются для стеклообразных регистрирующих слоев на основе синтетических полимеров. Широко исследуются в этом аспекте полимерные материалы, содержащие в качестве фоточувствительного компонента фенантренхинон [5]. Механизм диффузионного усиления голограмм, записанных в таких материалах, основан на фотохимическом присоединении молекул фенантренхинона к полимерной матрице, предотвращающем поступательное перемещение фотопродуктов. Релаксация возникающих при этом градиентов концентрации подвижных частиц и усиливает голограмму. Процесс усиления требует, однако, длительного времени, что связано со значительными размерами диффундирующих частиц.

Мы провели цикл исследований голографических полимерных материалов, включающих фотодимеризующиеся производные антрацена и демонстрирующих высокую степень фотоиндуцированной неравновесности [6–21]. Фотодимеры ароматических полициклических соединений (нафталин, антрацен и др.) обладают меньшей молекулярной поляризуемостью (рефракцией) по сравнению с парой молекул, из которой образуются. Они распадаются на исходные частицы при повышенных температурах и под действием оптического излучения. Как прямая, так и обратная фотореакции в полимерных средах используются для оптической фазовой записи, так как их результатом становится уменьшение в первом и увеличение во втором случае показателя преломления фоторегистрирующего материала.

Как показано в работах [6–8], механизм записи фазовых голограмм в полимерных слоях, содержащих монозамещенные молекулы антрацена, включает, кроме фотодимеризации, процесс диффузионного типа. Последний развивался в течение относительно короткого времени (десятки минут) после прекращения экспонирования и приводил к существенному усилению голографической решетки. Природа динамики голограмм нашла объяснение в диффузии остаточного растворителя (обычно хлороформа), вызываемой связыванием его молекул образующимися молекулами фотодимеров [9–11, 13–15, 20]. Построенная на основе этих представлений модель динамики голографических решеток во время экспонирования и в постэкспозиционный период привела к следующим выражениям для амплитуды модуляции Δn показателя преломления:

$$\Delta n(t) = \frac{(n^2 + 2)^2}{6n} k[(R_D + R_S \delta - 2R_A)t + \gamma^{-1} R_S \delta - \gamma^{-1} R_S \delta \exp(-\gamma t)], \quad t < t_e, \quad (1)$$

$$\Delta n = \frac{(n^2 + 2)^2}{6n} k \left[R_S \delta (t_e - \gamma^{-1} \exp(-\gamma t) (\exp(\gamma t_e) - 1)) - (2R_A - R_D)t_e \right], \quad t \geq t_e, \quad (2)$$

где $k = 2.3C_A^{(0)}\varepsilon\Delta E\Phi_D$, $C_A^{(0)}$ – концентрация антрацена, ε – коэффициент экстинкции, ΔE – амплитуда модуляции освещенности, Φ_D – квантовая эффективность образования фотодимера, $R_{A,D,S}$ – рефракции антрацена, фотодимера и растворителя, δ – коэффициент связывания растворителя фотодимером, $\gamma = 4\pi^2 D \Lambda^{-2}$, D – коэффициент диффузии растворителя, Λ – период решетки.

Согласно (1) и (2), коэффициент $M_{\Delta n}$ диффузионного усиления Δn определяется формулой

$$M_{\Delta n} = \frac{R_S \delta}{2R_A - R_D} - 1, \quad (3)$$

которая дает следующий диапазон для коэффициента усиления M_η дифракционной эффективности η объемных фазовых голографических решеток:

$$M_\eta = \frac{(M_{\Delta n})^2}{\sin^{-2}\left(\frac{\pi}{2M_{\Delta n}}\right)}. \quad (4)$$

Например, для значения $\delta = 3.4$ величин $M_{\Delta n} = 3.9$, а M_η изменяется от 15 до 6.5.

Конкуренция процессов фотохимической и диффузионной модификации n позволяет добиться значительно большего усиления и осущест-

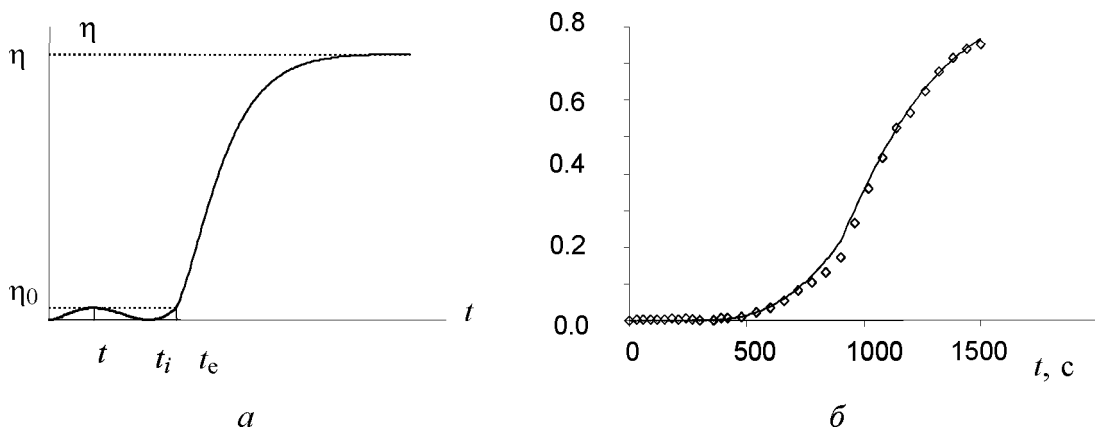


Рис. 1. Вид типичной кинетики ДЭ (а), экспериментальная (точки) и рассчитанная (линия) с использованием формул (1) и (2) зависимости ДЭ от времени при записи объемной фазовой голографической решетки (б)

вить практически важный режим «скрытой» записи фазовых голограмм [18]. Особенностью рассматриваемого процесса усиления является инверсия формы распределения показателя преломления n , происходящая либо во время экспонирования, либо в постэкспозиционный период в зависимости от соотношения скоростей образования центров связывания (фотодимеров) и диффузии. Общим условием такой инверсии является противофазность фотохимической модуляции показателя преломления распределению интенсивности светового поля, т. е. понижение молекулярной рефракции или поляризуемости при фотореакции. Процесс же диффузии всегда приводит к модуляции показателя преломления, синфазной распределению светового поля.

Результатом немонотонного изменения амплитуды модуляции n и ее инверсии становится характерная кинетика дифракционной эффективности (ДЭ), имеющая на начальном участке максимум (в точке t_0) и нулевую точку t_i , в которой и происходит инверсия (рис. 1 а). В период экспонирования этот максимум возникает благодаря конкуренции процессов фотохимической и диффузионной модификации n . Из качественных соображений очевидно, что, уравнивая скорости конкурирующих процессов, ДЭ в пределах первого максимума можно понижать, т. е. поддерживать невысокую ДЭ в течение достаточно длительного времени. Такой режим исключает искажения интерференционного поля в процессе записи и образование шумовых голограмм, позволяя добиваться высокого качества голографических структур.

Экспонирование целесообразно прерывать при достижении после инверсии значения ДЭ, равного значению в первом максимуме (η_0 , см. рис. 1 а). Выражение, связывающее максимальную величину ДЭ в процессе записи η_0 с величиной η_∞ , достигаемой в процессе усиления, имеет вид

$$\eta_0 = \sin^2 \left(\left(2R_A - R_D + R \ln \left(\frac{R}{R_S \delta} \right) \right) (R \gamma t_e)^{-1} \arcsin \sqrt{\eta_\infty} \right), \quad (5)$$

$$R = R_S \delta - 2R_A + R_D.$$

Поскольку величина γ , как правило, задана, то для «скрытой» записи необходим подбор интенсивности (величины k) согласно выражению

$$k = \frac{6n}{(n^2 + 2)^2} \cdot \frac{\lambda \sqrt{4\Lambda^2 - \lambda^2} \arcsin \sqrt{\eta_\infty}}{2\pi \Lambda h R t_e}, \quad (6)$$

где h – толщина слоя.

Режим «скрытой» записи экспериментально реализован нами при формировании объемной пропускающей фазовой голографической решетки с периодом 3 мкм в слое полиметилметакрилата толщиной 100 мкм, содержащего 10 мол. % монозамещенного антрацена и около 10 мол. % остаточного растворителя (хлороформа). Запись велась излучением аргонового лазера с длиной волны 488 нм и интенсивностью 5 мВт·см⁻². На рис. 1 б представлены экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная линия) зависимости ДЭ от времени для этого режима [18]. В процессе записи ДЭ до экспозиций ~ 2 Дж·см⁻² оставалась близкой к нулю из-за взаимной компенсации фотохимического и диффузионного вкладов в фазовый отклик.

В работе [19] нами также показано, что термообратимость фотодимеризации открывает возможность записи при повышенных температурах нестационарных фазовых голограмм, обладающих ДЭ, недостижимой для динамических полимерных сред с амплитудным типом записи. Увеличение температуры до 80–90 °С вызывает термораспад образующихся под действием света фотодимеров, а их способность связывать остаточный растворитель сохраняется. Динамическая голограмма формируется как результат баланса скоростей процессов фотодимеризации, термораспада фотодимеров и диффузии молекул растворителя. Диффузионное усиление голографических решеток и в этом случае описывается выражениями (3) и (4).

Диффузионное усиление голограмм происходит более эффективно в регистрирующих слоях, заключенных между стеклянными пластинками (подложка и покровный слой). По-видимому, кроме естественной герметизации слоя, предотвращающей десорбцию диффузанта, они создают препятствия для поверхностной и объемной деформации слоя. Последние могут выводить условия эксперимента за рамки используемой модели, искажая форму распределения показателя преломления и закономер-

ности перераспределения диффузанта. Так, очевидно, возможная усадка (сжатие) материала, обедняемого растворителем, должна уменьшать амплитуду модуляции n . В отсутствие существенного искажения синусоидальности решеток при этом, по-видимому, возможно сохранение признаков соответствия кинетики ДЭ используемой модели, но с меньшей величиной δ . К падению этого параметра может, по-видимому, приводить и высокая концентрация фотодимеров [17].

В отсутствие покровного слоя фотоиндуцированные поверхностные деформации, как связанные с диффузией, так и независимые от нее, уменьшают ДЭ объемных голограмм [8]. В то же время, они сами по себе могут обеспечивать оптическую запись и регистрацию рельефно-фазовых голограмм.

Поверхностные фоторельефы возникают после неоднородного экспонирования, как правило, в результате отжига слоя при повышенной температуре (50–80 °C) [8, 10, 12, 15, 16, 21]. Рельефообразование происходит в основном благодаря двум процессам: десорбции остаточного растворителя и дилатации экспонированного материала. Десорбция из заметно пластифицированного растворителем материала приводит к усадке слоя, величина которой уменьшается с ростом степени фотопревращения (освещенности) участка. Это создает модуляцию толщины слоя с максимумами в области максимальной освещенности (положительный фоторельеф) [8, 10]. Дилатация преобладает, когда количество остаточного растворителя минимально и проявляется в постепенном нарастании толщины экспонированных участков, тем больше, чем больше степень их фотопревращения. Возникающий в этом процессе фоторельеф также положителен.

Физическая причина дилатации и дифференциации степени усадки заключается в увеличении эффективного объема реакционных центров (преддимерных молекулярных пар) при их превращении в фотодимеры. Результатом становится дифференциация в соответствии со степенью фотопревращения величины равновесного удельного объема полимерного материала. Она и проявляется в виде фоторельефа после термоактивируемой релаксации слоя или десорбции из него растворителя.

Для голографической записи удобнее «сухие» слои, обладающие более стабильными свойствами. Основной фактор, ограничивающий их применение, – невысокое разрешение фоторельефов. В работах [16, 21] представлены результаты исследований периодических поверхностных фоторельефов и путей повышения их разрешения.

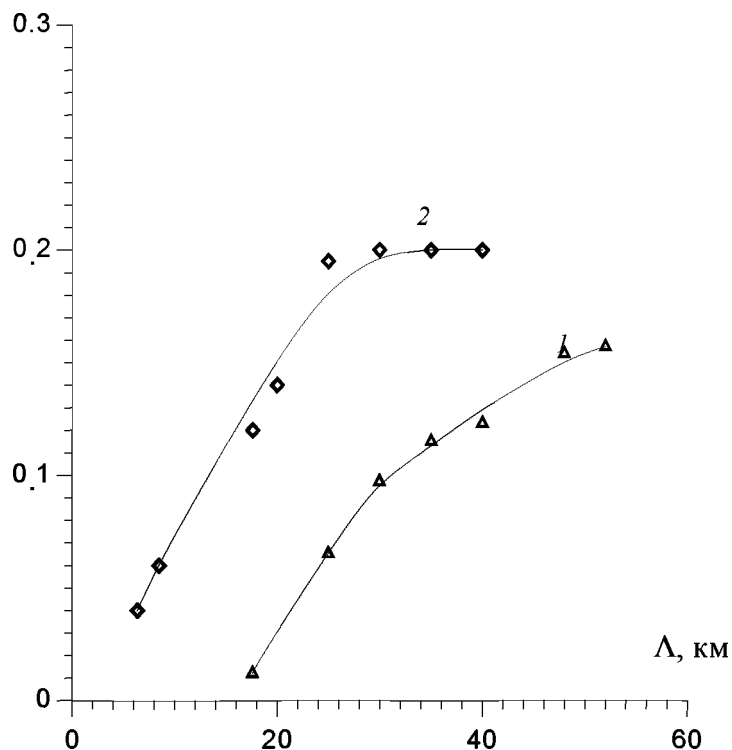


Рис. 2. Смещение края полосы воспроизводимых пространственных частот при инверсии формы периодического рельефа

В случае использования слоев на основе полимеров с высокой температурой стеклования, например полиметилметакрилата, в процессе термического отжига материал находится в стеклообразном состоянии. Функция передачи модуляции поверхностных фоторельефов в этом случае стремится к нулю в области периодов 15–16 мкм (рис. 2, кривая 1). Такое падение разрешающей способности обусловлено развивающимися при релаксации полимерной структуры деформациями сдвига,

которые «увлекают» материал с меньшей степенью фотопревращения тем сильнее, чем меньше период структуры (рис. 3, кривые 1, 1'). Величина эффекта зависит от соотношения времен расширения материала и релаксации напряжений, а также от значений механических модулей. Возможность его ослабления связана с уменьшением механических модулей и времени релаксации напряжений. Этого можно добиться, повышая температуру отжига и переводя полимер в высокоэластичное состояние. Однако нагрев слоя выше 70–80 °С сопряжен с термолизом фотодимеров, поэтому для полимеров с более высокой температурой размягчения он не может быть использован.

Медленную деформацию при температурах вблизи температуры размягчения удалось осуществить в процессе термораспада фотодимеров. Усадка экспонированных областей ограничивается скоростью распада фотодимеров и происходит значительно медленнее расширения при той же температуре. Это создает условия для релаксации сдвиговых напряжений ниже порога вынужденной пластичности и сохранения деформаций в экспонированных зонах. Медленное сжатие позволяет создавать противофазный фоторельеф с максимумом амплитуды, сдвинутым в об-

ласть больших пространственных частот (рис. 3, кривые 2, 2'). Голографическим методом было установлено пятикратное повышение разрешающей способности периодического фоторельефа при инверсии его формы (рис. 2, кривая 2).

Другой метод повышения разрешения поверхностных фоторельефов заключается в осуществлении терморелаксации в высокоэластическом состоянии полимерного материала. Применение в качестве матрицы полибутилметакрилата (температура размягчения 20 °С) также позволило значительно расширить диапазон воспроизводимых пространственных частот до значений $\approx 1000 \text{ мм}^{-1}$. При этом, однако, уменьшилась устойчивость фоторельефов. Основной причиной их деградации оказалась интенсивная в пластичном материале диффузия фотодимеров. Более стабильные фоторельефы с высоким разрешением были получены на поверхности слоев, основу которых составлял сополимер бутилметакрилата и метилметакрилата с температурой размягчения около 35 °С. Проведенными исследованиями установлено, что голографические структуры, записываемые в слоях антраценсодержащих полимеров, образуются в термодинамически неравновесном состоянии. Его релаксация может происходить путем диффузии остаточного растворителя и дилатации экспонированного материала. Материальная диффузия изменяет распределение показателя преломления, усиливает записанные в объеме слоя

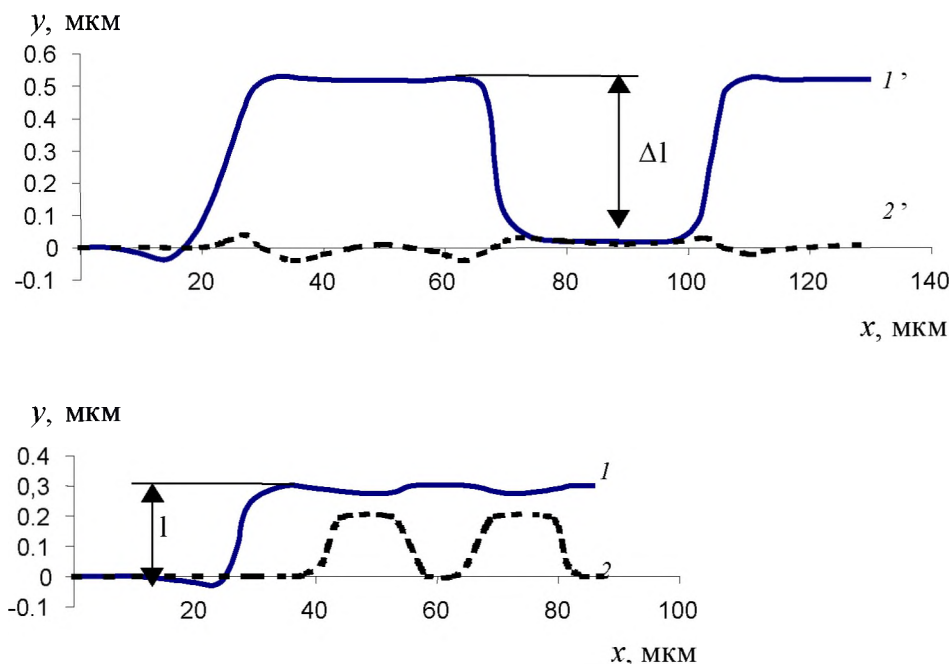


Рис. 3. Профиль периодического рельефа на поверхности пленок до ($1, 1'$) и после термораспада фотодимеров ($2, 2'$)

фазовые голограммы, а также создает возможность их «скрытой» записи с последующим усилением, обеспечивающей минимизацию шумов.

Дилатация создает оптический отклик в виде поверхностных фоторельефов, на основе которого возможна запись рельефно-фазовых голограмм и в реальном времени. Их разрешение достигает 1000 мм^{-1} при использовании полимерных матриц с оптимальной температурой размягчения и инвертировании фоторельефов в процессе термолiza фотодимеров.

Литература

1. Иерархичность структурно-фазовых переходов и механизм записи голограмм в дихромированном желатине / Ю. Н. Выговский, А. Г. Коноп, С. П. Коноп и др. // Препринт № 3 / ИФ ИЛФ СО РАН. Иркутск, 1997.
2. Алексеев И. В., Выговский Ю. Н., Гуревич В. С. и др. Изобразительная голография: проблемы и перспективы // Взаимодействие излучений и полей с веществом: В 2 т. Иркутск, 1999. Т. 1. С.89–114.
3. Тихонов Е. А., Смирнова Т. Н., Гюльназаров Э. С., Бойко Ю. Б. Новые фотополимерные композиции для записи голограмм: механизмы, голографические и оптические характеристики / Е. А. Тихонов, Т. Н. Смирнова, Э. С. Гюльназаров, Ю. Б. Бойко // Высокоэффективные среды для записи голограмм. Л., 1988. С. 137–144.
4. Новые самопроявляющиеся фотополимеры для голографической записи в диапазоне 500–700 нм / Т. Н. Смирнова, О. В. Сахно, Е. А. Тихонов и др. // ЖПС. 2000. Т. 67, № 1. С. 29–33.
5. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном / О. В. Андреева, О. В. Бандюк, А. А. Парамонов и др. // Оптич. журн. 2000. Т.67, № 12. С.27–33.
6. Могильный В. В., Сидоренко М. М., Станкевич А. И. Усиление фазовой записи в антраценсодержащих полимерных слоях // Вестник БГУ. Сер.1. 1991. № 2. С. 21–24.
7. Mogilny V. V., Asenchik O. D., Sidorenko M. M. Amplified optical recording in materials with molecular pairs // Proc. SPIE. 1993. Vol. 1806. P. 65–70.
8. Могильный В. В., Грицай Ю. В. Темновое самоусиление голограмм в полимерной среде при фотоиндуцированном захвате свободного объема // ЖТФ. 1994. Т. 64, № 7. С. 99–105.
9. Mogilny V. V., Gritsai Yu. V. Optical phase recording in glassy polymeric media with photoinduced nonequilibrium // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2429. P. 79–86.
10. Могильный В. В., Грицай Ю. В. Обратимое формирование фоторельефов при структурной релаксации полимерного слоя // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, вып. 24. С. 66–71.
11. Mogilny V. V., Gritsai Y. V. Reversible photorefractive polymeric materials with contrast inversion // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2896. P. 125–132.
12. Mogilny V. V., Gritsai Y. V., Lazareva A. M. A new type of dry optical relief recording in glassy polymers // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2890. P. 64–71.

13. Могильный В. В., Грицай Ю. В. Динамика голограмм в полимерной среде, вызванная образованием противофазной дифракционной структуры // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83. № 5. С. 832–836.
14. Mogilny V. V., Gritsai Y. V. Dynamic holograms in polymeric media under photoinduced diffusion // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3402. P. 100–107.
15. Могильный В. В., Грицай Ю. В. Формирование фазовых рельефов при фотодимеризации производных антрацена в стеклообразных полимерах // Взаимодействие излучений и полей с веществом: В 2 т. Иркутск, 1999. Т. 1. С. 308–318.
16. Могильный В. В., Грицай Ю. В., Ковалев С. В. Периодические поверхностные фоторельефы в стеклообразных и высокоэластичных полимерах // ЖТФ. 1999. Т. 69, вып. 8. С. 79–83.
17. Грицай Ю. В., Могильный В. В. Влияние взаимодействия фотоиндуцированных дефектов на динамику фазовых голографических решеток в антраценсодержащих полимерных слоях // Вестник БГУ. Сер. 1. 2000. № 3. С. 14–18.
18. Могильный В. В., Грицай Ю. В. “Скрытая” запись фазовых голограмм с самоусилением в полимерной среде с фотоиндуцированной диффузией // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 2. С. 42–47.
19. Грицай Ю. В., Могильный В. В. Динамические фазовые голограммы при обратной фотодимеризации монозамещенного антрацена в полимерном слое // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 90. № 6. С. 997–1000.
20. Грицай Ю. В., Могильный В. В. Фотоиндуцированный захват подвижных молекул в антраценсодержащих полимерных слоях // Материалы 4 междунар. конф. «Взаимодействие излучений с твердым телом». Минск, 2001. С. 125–127.
21. Resolution improvement of surface photorelief recording / U. V. Mahilny, Yu. V. Gritsai, A. I. Stankevich et al. // Tech. Dig. Conf. on Lasers and Technologies (LAT). Moscow, 2002. LThM20.

А. М. Лисенкова, В. А. Фираго, И. А. Кобак, В. Г. Пикулик

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ И БИОЛОГИИ

Введение

Прогресс медицины на современном этапе в значительной степени определяется достижениями электроники. Особое место в последнее время занимают системы, использующие для диагностики и лечения различные лазерные и другие устройства оптоэлектроники. Накопленные данные объективно свидетельствуют об эффективности использования лазеров в хирургии, онкологии, гинекологии, кардиологии, стоматологии и других областях медицины. Широкое распространение получило применение низкоинтенсивного (не повреждающей интенсивности) лазерно-

го излучения (НИЛИ) в терапии и рефлексотерапии. Оно оказывает гипосенсибилизирующее, биостимулирующее действие, улучшает ряд клинико-иммунологических показаний при лечении многих острых и хронических заболеваний [1–6]. Применение лазеров в диагностике основывается на оптическом зондировании тканей. При этом используются уникальные свойства лазерного излучения (ЛИ): монохроматичность, когерентность, направленность, поляризованность, возможность генерации от сверхкоротких импульсов до непрерывного излучения. Оптическое зондирование биотканей позволяет получить информацию о структурно – пространственных параметрах молекул, клеток и органов и об их жизнедеятельности. Важно, что методы лазерной диагностики применимы непосредственно в живом организме (*in vivo*), а не только при исследованиях отделенных от тела субстанций в пробирке (*in vitro*).

1. Лазерные приборы для биомедицинских целей

Первые работы по созданию лазерных приборов для медицины были начаты в конце 80-х годов, когда был создан один из первых в Беларуси компактный лазерный терапевтический прибор «Лазер – 1К». В состав комплекта входили устройство лазерной терапии на основе полупроводниковых лазеров на длинах волн 0.76–0.91 мкм; измеритель мощности лазерного излучения, таймер, сменные насадки для подвода излучения к биотканям. Прибор дополнительно комплектовался диагностическим устройством, обеспечивающим измерение проводимости в точках акупунктуры в диапазоне токов 0.05–1 мкА, и возможность анализа меридианов с помощью ЭВМ.

«Лазер-1К» применялся в НИИ кардиологии как физиотерапевтический прибор, в том числе для неинвазивного облучения крови, в Минской инфекционной клинической больнице в комплексной терапии инфекционных болезней и в 4 городской клинической больнице (Минск) для лечения эпиконциллита, плечелопаточного полиартрита, деформирующего артроза, трофических язв на почве тромбофлебита. В отзывах на применение прибора отмечался положительный результат, полученный при лечении рожи, как первичной, так и рецидивирующей, затяжных форм вирусных гепатитов, пневмоний и бронхитов. Эффект заключался в ускорении репарации и сокращении длительности лечения, анальгезирующем действии, улучшении микроциркуляции и уменьшения количества рецидивов болезни. Используемые методики лазерной терапии по эффективности превышали стандартные физиотерапевтические способы.

Прибор «Лазер – 1К» и его модификации использовались для терапевтического применения и в других клиниках Минска.

В дальнейшем интенсивно велись работы по разработке медицинских лазерных приборов на основе полупроводниковых излучателей, проводились исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с биологическими объектами [2–11]. Изучалось воздействие низкоинтенсивного лазерного излучения на различные биологические системы. Совместно с Институтом охраны материнства и детства выполнялся проект по изучению влияния лазерного излучения терапевтических доз на состояние иммунной системы экспериментальных животных [2–4]. Была создана многофункциональная лазерная медицинская станция, позволяющая оказывать иммуностимулирующее действие при различных патологиях, включая воздействия слабых доз радиации [2].

Для транспортировки лазерного излучения были разработаны сменные оптические головки различного применения. Точечный осветитель выполнен на ИЛПН-108 с перестраиваемой оптической системой, позволяющей формировать параллельный, расходящийся и сходящийся пучки. Минимальный размер формируемого пучка имел радиус 1 мм. Для лазерного воздействия на протяженные объекты (хирургические швы, раны и т. д.) был создан специальный осветитель, рассчитанный на установку лазерных излучателей мощностью до 40 мВт. Размеры облучаемой поверхности составляли 15 мм × 80 мм. Основные характеристики станции приведены в табл. 1.

Таблица 1

Технические характеристики лазерной медицинской станции

Длина волны облучения	700 – 1200 нм
Мощность излучения	0.1 – 40 мВт
Длительность экспозиции	0 – 9999 с
Частота модуляции	$2^8 - 2^{15}$ Гц
Число оптических каналов	2

Облучение экспериментальных животных НИЛИ ИК диапазона показало изменение содержания эритроцитов, гемоглобина и клеточных показателей крови. Важным результатом исследований явилось обнаружение эффективного влияния НИЛИ ИК диапазона на иммунную систему животных, подвергшихся длительному (14 суток) воздействию малых доз радиации (гамма-облучение, общая доза 1 Грей).

Предварительные клинические испытания показали также положительное воздействие НИЛИ на иммунную систему, страдающих беспло-

дием и невынашиванием беременности пациенток 7-й клиники Минска, возможность коррекции их гормонального статуса, а также усиление регенерации послеродовых разрывов у рожениц. Отмечался положительный эффект применения НИЛИ полупроводниковых лазеров при септических заболеваниях у детей с низкой иммунологической реактивностью [2].

Наряду с лазерными терапевтическими приборами, создавалась медицинская аппаратура на светодиодах. В 1997 г. был создан портативный аппарат инфракрасной лучистой терапии, предназначенный для использования в биологии и медицине при изучении взаимодействия излучения с биологическими объектами, лечения различных заболеваний, для целей акупунктуры. В состав прибора входят выносной блок с полупроводниковым ИК-излучателем и базовый блок управления работой излучателя, содержащий визуализатор и индикатор наличия ИК-излучения. Средняя мощность излучения на длине волны 0.94 мкм составляет 5–10 мВт, в импульсе – 100 мВт, радиус тела свечения – 1 мм, вес зонда с излучателем – 5 г, вес сетевого блока питания 50–150 г (в зависимости от конструкции). На рис. 1 приведена функциональная схема портативного оптического локатора ближнего действия для пространственного ориентирования слепых.

Светодиод СД излучает короткие импульсы инфракрасного излучения, которые после отражения от препятствия попадают на приемную линзу и фокусируются на фотоприемнике ФП. Для уменьшения влияния внешних засветок на чувствительность локатора применяется оптический фильтр, не пропускающий на фотоприемник видимое излучение. Импульсные сигналы с фотоприемника усиливаются усилителем УС и поступают на микропроцессор, который управляет работой узлов локатора

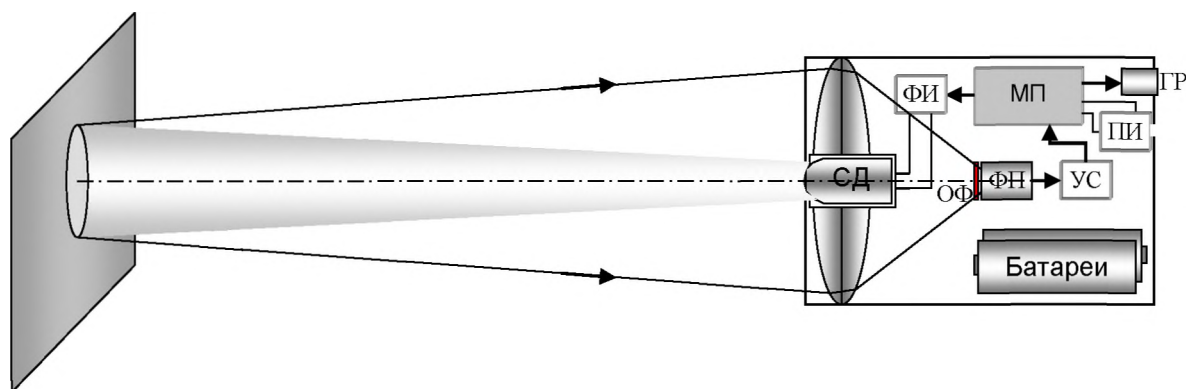


Рис. 1. Функциональная схема оптического локатора

и формирует сигналы звукового оповещения, поступающие на пьезоизлучатель ПИ или разъем ГР для внешнего наушника или телефона. Для уменьшения энергопотребления используется КМОП-микропроцессор и импульсный режим работы всех блоков. Оценка расстояния до препятствия производится по частоте повторения звуковых импульсов. Для этого на светодиод поступают импульсы, амплитуда которых модулирована по пилообразному закону. При уменьшении расстояния до препятствия мощность отраженных световых импульсов, приходящих на фотоприемник, увеличивается и процессор начинает регистрировать последовательность импульсов с нарастающей амплитудой. При этом он формирует редкие модулированные импульсы, поступающие на преобразователь, который создает редкие звуковые импульсы. При дальнейшем приближении к препятствию количество импульсов, фиксируемых микропроцессором, увеличивается и звуковые сигналы слышны чаще. Прибор выполнен в виде карманного фонарика. Основные технические характеристики прибора приведены в табл. 2.

Таблица 2

Технические характеристики модульного оптического локатора для слепых

Дистанция обнаружения объекта по отраженному оптическому сигналу с выводом информации на телефонный модуль	не менее 5 м
Энергопотребление	не более 10 мВт
Габаритные размеры: длина диаметр	170 мм 34 мм
Вес прибора с источником питания и телефонным модулем	130 г

Корпус локатора можно выполнить в другом виде, удобном для пользователя. Например, в виде оправы к очкам, в виде дополнения к головному убору, либо удобной ручки к легкой трости, которой обычно пользуются слепые люди на улице. Такой локатор позволяет быстро исследовать пространство в нужном для пользователя направлении на наличие препятствий, а трость даст привычное ощущение предметов на близком расстоянии. В Беларуси потребность в электронных поводьях оценивается в пределах тысячи штук, гораздо больше способны принять рынки России и Украины.

С использованием разработанной современной биомедицинской аппаратуры нами изучались особенности клеточного метаболизма и состояния антиоксидантной системы при воздействии лазерного излучения

[5, 6]. При этом осуществлялся контроль теплофизического состояния биообъектов для оценки влияния температуры на ход биохимических процессов. Создан комплекс аппаратуры, включающий полупроводниковые лазерные излучатели с программируемыми и контролируемыми параметрами (мощность до 40 мВт и $\lambda_{\text{изл}} = 0.63\text{--}1.5$ мкм) и низкотемпературный бесконтактный пирометр для контроля тепловых полей в процессе облучения биообъектов *in vitro* и *in vivo*. Это позволило подбирать режимы облучения с учетом влияния термических эффектов. Контроль теплового поля осуществлялся с разрешением 0.1 °С в диапазоне 10–40 °С [5, 6].

Изучалась реакция организма интактных животных и животных с введенной патологией при воздействии низкоинтенсивного лазерного излучения ИК диапазона. Были зафиксированы изменения активности ферментов антиоксидантной защиты и содержания перекисного окисления липидов (ПОЛ) в печени крыс. В серии экспериментов при облучении лазером с $\lambda_{\text{изл}} = 0.87$ мкм наблюдалась корреляция между снижением уровня конечного продукта ПОЛ–МДА (малоновый диальдегид) и повышением активности СОД (супероксиддисмутаза) и каталазы, определяющих антиоксидантный статус клетки. Лазерным излучением с определенными параметрами корректировались патологические состояния, смоделированные предварительным введением NaNO_3 и CCl_4 [6]. Исследования влияния НИЛИ на биохимические показатели интактных животных и на объекты с введенной патологией позволили дать практические рекомендации для выбора оптимальных параметров лазерного облучения для корректировки патологических состояний [5, 6].

Нами изучалась также возможность коррекции патологий щитовидной железы ИК лазерным излучением низкой интенсивности [5]. Подобные исследования очень важны, так как после Чернобыльской аварии в Беларуси наблюдается постоянный рост заболеваний щитовидной железы, особенно у детей. Проводилось компьютерное моделирование воздействия ЛИ на опухоли щитовидной железы и экспериментальные исследования [8]. С использованием разработанного комплекса лазерной аппаратуры проводилось облучение контактным и дистанционным методами щитовидной железы, сосудистых зон человека и животных *in vivo*, а также различных фракций щитовидной железы и печени экспериментальных животных *in vitro*. При контроле мощностных, спектральных и временных характеристик лазерного излучения, а также теплового режима зоны облучения исследовалась активность йод-пероксидазы, глутатион-трансферазы, глутатион – редуктазы щитовидной железы в норме и

патологии. Активность этих ферментов оказалась повышенной в злокачественных (капиллярном раке) и снижена в доброкачественных опухолях (аденоме). Создана модель гипотериоза с использованием мерказолила, изучено влияние ЛИ на процессы перекисного окисления липидов и систему антиоксидантной защиты в печени экспериментальных животных при введении мерказолила. Показана эффективность коррекции жизненно важных биохимических процессов путем влияния НИЛИ на активность ряда ферментов, участвующих в синтезе тиреоидных гормонов [5, 6].

2. Лазерные технологии повышения биодоступности лекарственных средств

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по созданию научных подходов для увеличения биодоступности основных фармакологически активных компонентов лекарственных препаратов. Это необходимо для повышения эффективности введения лекарственных соединений в ткани и клетки без нарушения кожного покрова и, следовательно, для увеличения терапевтической активности, а также для снижения неблагоприятных эффектов, возникающих в организме при многократном применении лекарственных средств. В этом отношении особое внимание привлекают лекарственные соединения, используемые в виде инъекционных лекарственных форм для лечения диабета (инсулин), эндокринных заболеваний (белково-пептидные гормоны – соматотропин, хорионический гонадотропин и др.), для иммунокоррекции (эритропоэтин), для лечения гематологических заболеваний и др. Все эти лекарственные соединения относятся к числу жизненно важных. Вместе с тем до сих пор существует ряд проблем в клиническом применении инъекционных лекарственных препаратов: необходимость систематических инъекций, возникновение воспалительных реакций в месте введения, потеря чувствительности, развитие аутоиммунных заболеваний и др. Особенно остро вопрос неинвазивного введения лекарств стоит в неонатальной практике, когда новорожденному необходимо введение лекарственных препаратов до 3–4 раз в сутки, а по данным родовспомогательных учреждений за последнее десятилетие заболеваемость новорожденных инфекционно-вирусными заболеваниями выросла более чем в 2 раза, что привело к широкому применению в неонатальной практике антибиотиков 2–4-генерации и других лекарственных средств. С другой стороны, использование разнообразных лекарственных соединений в составе наружных лекарственных форм (мази, гели и др.) зачастую характеризуется неполной биодоступ-

ностью, что приводит к неоправданным потерям дорогих лекарственных субстанций, а в конечном итоге – к снижению терапевтической эффективности.

Для повышения биодоступности и эффективности использования лекарственных препаратов в России и некоторых других странах ограничено используется стимулирующее воздействие ультразвуковых волн. Однако, как показывают результаты использования ультразвуковых волн, увеличение биодоступности лекарственных соединений при их воздействии зачастую выражено относительно слабо. В последние годы предлагаются новые физиотерапевтические методы чрескожного введения лекарственных препаратов с использованием лазерных технологий. Более эффективным подходом повышения биодоступности лекарственных соединений является использование лазерного излучения в терапевтических дозах [7]. Это во многом связано с тем, что НИЛИ обладает способностью существенно и регулируемо увеличивать локальную проницаемость мембранных структур и межмембранных контактов тканей организма для биомолекул, в том числе и биополимеров, в облучаемом участке. Под воздействием НИЛИ может происходить усиление метаболических процессов в клетках эпидермиса и дермы и активизация транспорта в сосудах. Преимуществом НИЛИ является безвредность, бесконтактность, регулируемость действия и точность дозирования при экспозиции биообъектов.

Научно обоснованная разработка подходов к использованию НИЛИ различного спектрального диапазона открывает новые возможности для чрескожного введения лекарственных соединений методом лазерофореза. Вместе с тем целенаправленные исследования по данной теме в Республике Беларусь не проводились, а сведения о проведении аналогичных исследований в странах СНГ в литературе отсутствуют.

Впервые исследовано влияние лазерного излучения на проницаемость мембранных структур биотканей для лекарственных соединений различных фармако-терапевтических групп и устанавливаются закономерности регуляции биодоступности лекарственных соединений с помощью НИЛИ. Разрабатываются и усовершенствуются аппаратные средства лазерофореза, обеспечивающие управление спектральным составом излучения, выбор режима работы (импульсный, непрерывный), регулировку времени облучения, мощности, длительности импульса, размера облучаемой области. На основании полученных результатов разрабатывается концептуальный подход и рекомендации использования лазерофореза для увеличения биодоступности лекарственных соединений [7].

Проводятся исследования влияния лазерного излучения в модельных экспериментах на проницаемость мембранных структур кожного покрова для лекарственных соединений различных фармако-терапевтических групп. Изучается роль таких биополимеров кожи, как полисахарид, гиалуроновая кислота, протеогликаны на основе полисахаридов и белки соединительной ткани, белок коллагена, в транспорте низкомолекулярных соединений через кожные покровы. Гиалуроновая кислота может быть молекулярной мишенью действия НИЛИ на кожные покровы. Высокое содержание связанной воды, плотная упаковка глобул гиалуроновой кислоты в коже позволяет рассчитывать на возможность изменения не только физико-химических характеристик, но и пространственной архитектуры гиалуроновой кислоты под действием НИЛИ. Определенный вклад в реактивность гиалуроновой кислоты под действием НИЛИ вносит тепловая составляющая. Возможно направленное изменение жесткости структуры коллагена. Все эти явления способны приводить к локальному увеличению проницаемости кожных покровов. Данная биохимическая модель использована нами для исследования проницаемости кожных покровов для лекарственных средств [7]. Основным элементом этой модели являются гидрофильные мембраны, состоящие из коллагена и агарозы. По свойствам такие мембраны близки к кожному покрову человека. Изучается процесс перемещения антибиотиков через гидрофильные мембраны под воздействием НИЛИ.

Характеристики лазерного излучения при этом оказывают существенное влияние на эффективность лазерофореза. Для проведения подобных исследований разработана аппаратура, обеспечивающая управление спектральным, временным и энергетическим составом лазерного излучения. Она включает базовый модуль управления параметрами и режимом работы лазера. Спектральный диапазон лазерных излучателей – от 0.63 до 1.3 мкм. Длительность импульсов от $6 \cdot 10^{-9}$ до 10^{-3} с, частота следования 1–3000 Гц, импульсная мощность до 4Вт, частота модуляции 1–120 Гц [7]. Разработанная аппаратура позволяет широко варьировать параметры энергетической облученности и частотных и временных характеристик лазерного излучения, и тем самым достигать широкого спектра фотобиологических реакций. Доза облучения выбирается оптимальной для стимуляции клеточного метаболизма и не превышает 1 Дж/см². Для модуляции лазерного излучения можно использовать сигналы с датчиков пульса и дыхания, которые модулируют амплитуду сигнала синхронно с нормальным кровотоком. Использование импульсного режима облучения при лазерофорезе позволяет более эффективно воздействовать на био-

ткани по сравнению с непрерывным режимом. Изменяя частоту, можно регулировать величину энергетической облученности. В диапазоне 1–1000 Гц она может быть резонансной частотам изменения активности тех или иных биологических структур. Кроме того, импульсный режим является менее нагрузочным и к импульсным воздействиям более слабая адаптация организма, что важно для повышения физиотерапевтического эффекта [7]. Для реализации больших потенциальных возможностей лазерофореза этот метод введения лекарственных средств требует дальнейшего тщательного изучения и всесторонних физических и биомедицинских исследований *in vitro* и *in vivo*.

3. Перспективные оптоэлектронные методы диагностики и лечения

В настоящее время лазерные и другие оптоэлектронные технологии широко используются в различных областях медицины. Перспективным, на наш взгляд, является применение импульсного лазерного излучения в гипертермии онкологических образований, а также для восстановления проходимости артерий, пораженных атеросклеротической патологией. [3, 4] В лазерной ангиопластике используются два типа взаимодействия с лазерным излучением. Один из них основан на контактном воздействии ЛИ на патологическую ткань. При этом торец световода подводится вплотную к атеросклеротической бляшке или тромбу, а процесс разрушения заключается в создании одного или нескольких перфорационных каналов, обеспечивающих улучшение или восстановление нормального кровотока за счет испарения участка патологии, нагретого до высоких температур. При другом – осуществляется бесконтактное облучение. В этом случае основным фактором разрушения атеросклеротической бляшки является фотохимический процесс. Фотохимический механизм разрушения более безопасен для окружающих интактных тканей, так как не требует высокой мощности ЛИ. Перспективным является введение в патологическую ткань соответствующих фотосенсибилизаторов, с последующим облучением лазерами специально подобранного диапазона длин волн для получения фотодинамического эффекта в бляшках при исключении перфорации стенки артерии. Эффективность использования лазеров в ангиопластике зависит от параметров лазерного излучения, расположения световода относительно сосуда, окрашивания объекта воздействия и среды, в которой происходит взаимодействие излучения с биообъектом. При тепловом испарении патологической ткани необходимо превышение скорости подвода тепловой энергии к зоне облучения над ско-

ростью теплоотвода в окружающей ткани. Поглощение кровью приводит к падению мощности на патологической ткани и, соответственно, к необходимости увеличения плотности мощности на выходе световода. Ограничиваясь в первом приближении учетом поглощения лазерного излучения гемоглобином, мы рассчитали превышение плотности мощности над порогом для лазерного воздействия с различными длинами волн с учетом угла расходимости лазерного пучка, диаметра световода или диаметра пучка на выходе микролинзового элемента [4].

Сравнение результатов компьютерного моделирования для аргонного лазера, лазера на алюмоиттриевом гранате и полупроводникового лазера показало некоторое преимущество последнего. Для разрушения атеросклеротических бляшек достаточно выходного излучения Ar лазера 3–4 Вт при рабочем расстоянии приблизительно 1 мм. Дальнейшее увеличение мощности малоэффективно из-за сильного поглощения его излучения. Полупроводниковые лазеры с длиной волны излучения 0.7–0.9 мкм сравнимы по эффективности с лазером на алюмоиттриевом гранате, но более безопасны для стенок артерий. При использовании полупроводниковых лазеров на эффективность проведения ангиопластики большее значение оказывает расходимость излучения, что ограничивает диапазон рабочих расстояний значениями порядка 2 мм от выхода световода [4].

Моделирование термического некроза онкологических образований в тканях щитовидной железы, бронхиальной ткани, в тканях глазного дна позволяет сформулировать научно обоснованные требования к параметрам облучения для эффективного проведения гипертермии [3, 4, 8, 11].

Новой перспективной медицинской технологией с использованием лазеров является фотодинамическая терапия (ФДТ) злокачественных опухолей, а также ряда неопухолевых заболеваний. ФДТ – двухкомпонентный метод лечения: одним компонентом служит фотосенсибилизатор, другим – свет. Использование света и фотосенсибилизаторов (красителей, повышающих чувствительность содержащей их биотканей к свету), имеющих максимум поглощения в области "световой прозрачности кожи" (600 - 900 нм), открывает новые возможности в диагностике и лечении многих заболеваний, особенно в онкологии. Это обусловлено тем, что опухоли обладают свойством интенсивно накапливать и длительно удерживать некоторые красители с макроциклической химической структурой (порфирины, хлорины, фталоцианины). Под воздействием лазерного излучения определенной мощности и длины волны, соответствующей пику поглощения фотосенсибилизатора, в опухоли начинается фотохимическая реакция с образованием синглетного кислорода и кислородных

свободных радикалов, оказывающих токсическое действие на опухолевые клетки

Механизмы фотосенсибилизированного действия определяются видом сенситизатора и его способностью взаимодействовать с теми или иными компонентами клетки. Чаще всего используются сенситизаторы производные гематопорфирина, имеющие поглощение в области 630 нм. Метод лазерной ФДТ отличается от традиционного хирургического вмешательства и лучевой терапии злокачественных опухолей высокой избирательностью воздействия на патологические ткани, отсутствием послеоперационных осложнений, сочетанием в одной процедуре флуоресцентной диагностики и лечебного процесса, эффективностью однократного воздействия, возможностью проведения ФДТ в амбулаторных условиях и является перспективным направлением современной медицины.

Совершенствование методов ФДТ может быть связано с использованием полупроводниковых источников, излучающих в красной и ближней ИК области, так как глубина проникновения ИК излучения в живые ткани почти на порядок больше, чем излучения видимого диапазона. Эффективным является применение современных мощных полупроводниковых лазеров на основе AlGaAs, работающих при комнатной температуре, обладающих высокой эффективностью, надежностью и простотой эксплуатации. Использование полупроводниковых лазеров требует поиска сенситизирующих красителей, поглощающих в ближней ИК - области. Такими сенситизаторами могут быть полиметиновые красители, обладающие медикаментозным действием. В начале 90-х годов сотрудниками и студентами кафедры проводились исследования свойств полиметиновых красителей с целью подбора наиболее эффективных красителей для проведения ФДТ с использованием полупроводниковых лазеров красного и ИК диапазона. Дальнейшие исследования, продолженные в НИИ ПФП БГУ и НИИ онкологии и медицинской радиологии, позволили применить трикарбоцианиновые красители в экспериментах на животных и достигнуть гибели тканей опухолевых узлов на глубину 15–20 мм.

Продолжается сотрудничество кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники БГУ и НИИ ОМД РБ по программе «Здоровье матери и ребенка». Ведутся работы по созданию аппаратуры для неинвазивной диагностики состояния теплового поля новорожденных.

Достоверно установлено, что имеется прямая связь между отклонениями температуры отдельных участков тела человека от нормы и патологическими процессами, происходящими в организме. Так места локализаций опухолей молочной железы имеют температуру на 1.5–2.5 °C

выше, чем здоровые ткани. Температурное обследование широко применяется как метод диагностики различных заболеваний. Данный метод используется в онкологии для обнаружения и дифференцировки различных опухолей, в травматологии при диагностике переломов, артритов, остиомиелита, при сосудистых заболеваниях (поражение артерий и вен), при острых воспалительных процессах (аппендиците, остром холецистите и т.п.), при заболеваниях щитовидной железы, в гинекологии и нейрохирургии.

Для измерения температуры в настоящее время применяются контактные и бесконтактные методы. Кроме ртутного термометра, к числу контактных приборов для измерения температуры кожного покрова относятся электрический термометр, термопара и датчики сопротивления. Лишь немногие контактные методы пригодны для оценки тепловых режимов биологических объектов. В большинстве случаев это объясняется большими габаритами датчиков температуры, трудностью прикрепления их к исследуемым частям тела, необходимостью применения большого количества датчиков и значительными затратами времени на их установку и снятие показаний. При использовании контактных термометров возникает погрешность измерения температуры ($0.3\text{--}0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$) контролируемого участка, поскольку в результате контакта датчика с объектом изменяется условия теплообмена кожи с окружающей средой. Время измерения температуры этими датчиками составляет 1–5 минут и определяется длительностью установления стационарного значения температуры в выбранном месте измерения.

Бесконтактный метод измерения температуры в ряде случаев является более точным и удобным, так как его показания не зависят от теплового контакта датчика с кожей человека. Основным преимуществом ИК-термометра является бесконтактность измерений и его безынерционность, следствием которой является быстрота (несколько секунд) определения температуры. С помощью ИК-термометра можно просканировать тело человека или какую-либо его часть, а использование низкоинтенсивных лазеров или светодиодов в системе наведения позволяет облегчить и улучшить качество диагностики определения очагов патологии. Нами разработана модификация широкодиапазонного бесконтактного термометра БНТ-2 для контроля температуры новорожденных. Созданный макет термометра позволяет за 1–2 с измерить температуру поверхности тела с погрешностью $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ в диапазоне $32\text{--}42\text{ }^{\circ}\text{C}$ на расстоянии $0.05\text{--}0.15\text{ м}$. Прибор портативный, размеры выносной головки: диаметр $0.055 \times 0.1\text{ м}$, масса – 0.3 кг , напряжение питания – 5 В .

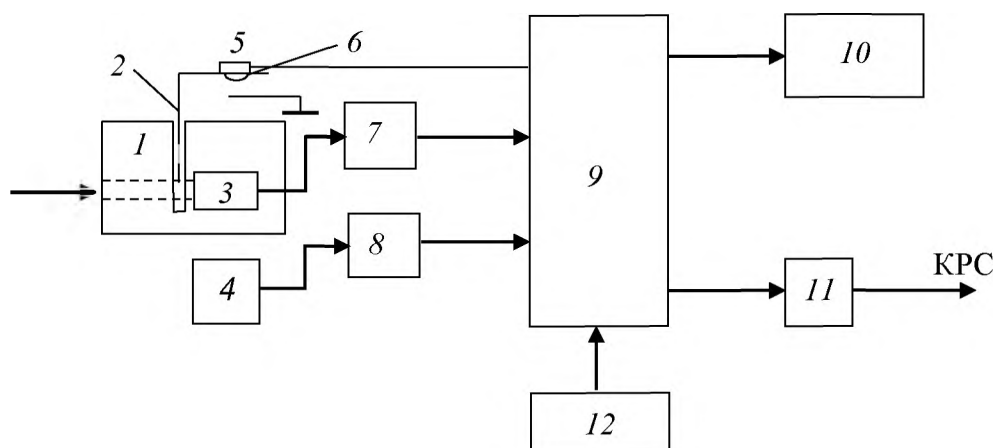


Рис. 2. Функциональная схема моноимпульсного пирометра суммарного излучения

Применение в пирометрии современной элементной базы с использованием микроконтроллеров позволяет не только значительно упростить схему прибора и повысить точность измерения температуры, но значительно снизить энергопотребление и уменьшить габариты пирометра практически до размеров ртутного градусника. Поэтому на кафедре ведутся работы по созданию моноимпульсного пирометра суммарного излучения, позволяющего измерять температуру кожных покровов за 1.5–2 с. На рис. 2 приведена упрощенная функциональная схема моноимпульсного пирометра суммарного излучения, который работает следующим образом: при нажатии кнопки 5 опускается шторка 2 и излучение от исследуемого объекта проходит через входное отверстие оптической головки 1 шторку 2 попадая на вход фотоэлектрического приемника 3. С выхода фотоприемника сигнал поступает на операционный усилитель 7 и далее на один из входов АЦП микроконтроллера 9. На другой вход АЦП поступает сигнал с датчика температуры 4 оптической головки, который предварительно усиливается усилителем 8.

После нажатия кнопки 5 происходит замыкание контактов 6 и микроконтроллер начинает работать по заданной программе. Результат измерения температуры отображается на ЖКИ индикаторе 10. Регистрируемые сигналы могут передаваться на персональный компьютер через последовательный интерфейс 11. Питается пирометр от автономного источника питания 12. Исследования характеристик пирометра показали, что использование микроконтроллера и корреляционного метода обработки получаемых сигналов позволяют создать миниатюрный моноимпульсный пирометр, удобный для неонатальной практики и удовлетворяющий специальным медицинским требованиям.

Морфологическое и биохимическое исследование крови является общепринятым и наиболее распространенным видом анализа практически всех заболеваний. При рассеивании лазерного излучения частицами крови можно получить информацию о количестве эритроцитов, лейкоцитов, тромбоцитов, ретикулоцитов, гематокрите и среднем размере частиц. Постоянство содержания кислорода, углекислого газа и других веществ в крови является жизненно важным фактором. При патологических состояниях состав крови может нарушаться, в нем могут появляться другие газы, например, окись углерода.

В медицинской практике часто требуется определить степень насыщения крови кислородом и следить за ее изменениями. Это необходимо при определении специфических возможностей организма космонавта, летчика или водолаза, при изучении горной болезни, при оценке эффекта кислородной терапии, в хирургической, терапевтической и инфекционной клиниках, при врачебно-трудовой экспертизе и в ряде других случаев.

Общепринятый метод определения насыщения крови кислородом, требующий взятия крови у человека посредством иглы и шприца – болезненный, весьма сложный, опасный и недостаточно точный. Кроме того, он не позволяет непрерывно наблюдать за изменениями, происходящими в крови пациента, так как таким методом невозможно часто брать кровь у человека, особенно из артерии. Существуют два метода оксигемометрии, не требующих взятия крови: это – методы фотоэлектрической оксигемометрии в проходящем и отраженном свете. В оксигемометрах, работающих в отраженном свете часто укрепляют датчик на мочке уха пациента, либо используют свет, отраженный от кожи лба, реже применяют катеттеры с волоконной оптикой, вводимые в кровеносные сосуды. В результате теоретических расчетов и экспериментов по изучению контраста кровеносных сосудов на фоне кожных покровов в видимой и ИК-областях спектра была создана установка для оксигемометрии в отраженном свете. Она содержала осветитель, сменные интерференционные фильтры, ФЭУ с усилителем, индикатор и регистрирующее устройство. Было установлено, что наиболее информативным является освещение кожи лба, губы или языка [12].

За последнее десятилетие отмечается значительное увеличение заболеваемости у новорожденных респираторным дистресс-синдромом (РДС) и врожденной пневмонией, которые занимают ведущее место в структуре младенческой смертности. Данные виды патологии очень часто требуют проведения искусственной вентиляции легких, для успешного проведе-

ния которой необходим постоянный мониторинг кислородного гомеостаза пациента. Бесконтрольная искусственная вентиляция легких может приводить к многочисленным осложнениям. Определение концентрации газов в крови, в частности напряжения кислорода (его парциального давления pO_2) и сатурации (насыщения гемоглобина артериальной крови кислородом SaO_2) проводятся двумя методами: 1) исследованием SaO_2 и PO_2 в отобранных пробах капиллярной и артериальной крови; 2) пульсоксиметрическим. Первый метод на практике неудобен из-за высокой степени агрессии по отношению к пациенту, т. к. частота забора крови может достигать 10–12 раз в сутки. Потребность в непрерывном мониторинге SaO_2 и частоты сердечных сокращений (ЧСС) требует создания отечественного прибора – микропроцессорного оптического оксигемометра с графическим монитором для комплексного неинвазивного контроля SaO_2 и ЧСС, а также разработки многоканальной компьютерной системы сбора, обработки и представления информации о состоянии контролируемых пациентов.

При прохождении излучения светодиодов через ткань (кончик пальца, мочка уха, ступню или ладонь у маленьких детей) эту ткань можно рассматривать как сильно рассеивающую неоднородную среду, в которой наблюдаются периодические пульсирующие изменения главным образом объема капилляров за счет возрастания давления крови в них во время сердечных сокращений. Небольшими изменениями состава артериальной крови в капиллярах при поступлении новой порции можно пренебречь. Вследствие разности парциальных давлений кислорода в крови и окружающих капилляры тканях идет непрерывная диффузия кислорода сквозь стенки капилляров, т.е. ткани в процессе биохимического обмена забирают кислород у красных кровяных телец, которые содержат оксигенированный гемоглобин, и идет непрерывный процесс восстановления гемоглобина. Таким образом, модуляция интенсивности излучения, проходящего через просвечиваемую ткань, определяется в основном микрорасширением капилляров, что несколько увеличивает их площадь сечения и дистанцию, проходимую излучением через артериальную кровь, и приводит к периодическому уменьшению регистрируемого прошедшего потока. Прохождение излучения через мягкую пульсирующую ткань можно представить с помощью схемы, показанной на рис. 3.

В крови помимо оксигенированного (HbO_2) и восстановленного гемоглобина (Hb) содержится много других компонентов, вносящих вклад в рассеяние и поглощение излучения. Основными компонентами, формирующими измерительный слой артериальной крови $X_R(t)$, являются

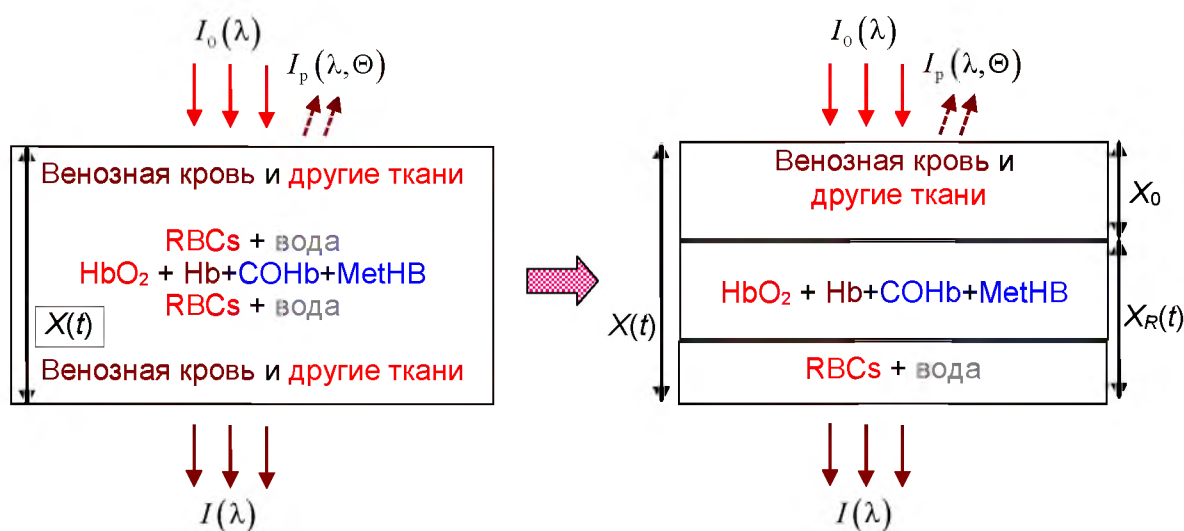


Рис. 3. Распространение монохроматического излучения через мягкую кровенаполненную пульсирующую ткань

абсорберы (главным образом COHb, MetHb и вода) и рассеиватели (в основном красные клетки крови). Ослабление излучения референсным слоем X_0 , который образовывается венозной кровью, водой и клетками твердых и мягких тканей, не зависит от характеристик и формы пульсовой волны. Тогда, используя закон Бугера–Ламберта, можно записать для правой схемы на рис. 3 зависимость интенсивности прошедшего через ткань монохроматического излучения от основных параметров ткани и крови:

$$I(\lambda, t) = k_{\text{осл}}(\lambda, X_0) I_0(\lambda) \exp[-\alpha_m(\lambda) c_m X_R(t)], \quad (1)$$

где $k_{\text{осл}}(\lambda, X_0)$ – общий коэффициент ослабления излучения (безразмерная величина), учитывающий поглощение и рассеяние излучения референсным слоем с эквивалентной толщиной X_0 , который образован неп пульсирующими компонентами ткани; $\alpha_m(\lambda)$ – суммарный миллимолярный спектральный коэффициент поглощения излучения измеряемым слоем, который образован пульсирующей артериальной кровью, c_m – концентрация гемоглобина в крови; $X_R(t)$ – эквивалентная толщина измеряемого пульсирующего за счет расширения прекапилляров слоя.

«Яркая» артериальная кровь всегда содержит оксигенированный HbO_2 и восстановленный Hb гемоглобин. Функциональное насыщение гемо-

глобина кислородом в артериальной крови SaO_2 обычно выражают в процентной форме

$$SaO_2=\frac{HbO_2}{HbO_2+Hb}\times100\%.$$
(2)

Для венозной крови аналогично определяется функциональное насыщение SvO_2 . Средние значения содержания кислорода в артериальной и венозной крови приведены в табл. 3.

Таблица 3

Содержание кислорода в 100 мл крови, содержащей 15 г гемоглобина

Кислород	Артериальная кровь				Венозная кровь			
	Растворенный в плазме		Связанный Hb		Растворенный в плазме		Связанный Hb	
	O ₂ [мл]	PaO ₂ [мм.рт.ст]	O ₂ [мл]	SaO ₂ [%]	O ₂ [мл]	PvO ₂ [мм.рт.ст]	O ₂ [мл]	SvO ₂ [%]
Измеряемая величина								
Содержание	0.3	95	19.2	97	0.1	40	14.4	75

Кроме того, в крови присутствуют дис-гемоглобины, главным образом карбоксигемоглобин $COHb$ и метгемоглобин $MetHb$, которые не способны связывать кислород, однако участвуют в процессе поглощения излучения. Суммарный миллимолярный спектральный коэффициент поглощения излучения $\alpha_m(\lambda)$ зависит от спектральных коэффициентов поглощения разновидностей гемоглобина и их относительных концентраций.

Осуществляя преобразования можно получить простое выражение для определения сатурации гемоглобина артериальной крови:

$$SaO_2 = S = \frac{a_m^{Hb}(\lambda_1) - \alpha a_m^{Hb}(\lambda_2)}{\alpha \left[a_m^{HbO_2}(\lambda_2) - a_m^{Hb}(\lambda_2) \right] + a_m^{Hb}(\lambda_1) - a_m^{HbO_2}(\lambda_1)},$$
(3)

в которое входит только одна измеряемая величина α , вычисляемая через постоянную составляющую прошедших через ткань потоков и амплитуду пульсовой волны

$$\alpha = \frac{\ln \left[1 + \Delta I(\lambda_1) / I_{\min}(\lambda_1) \right]}{\ln \left[1 + \Delta I(\lambda_2) / I_{\min}(\lambda_2) \right]},$$
(4)

где $\Delta I(\lambda) = I_{\max}(\lambda) - I_{\min}(\lambda)$, $I_{\max}(\lambda)$ и $I_{\min}(\lambda)$ – максимальное и минимальное значения прошедших потоков, наблюдаемых за время одного сердечного сокращения.

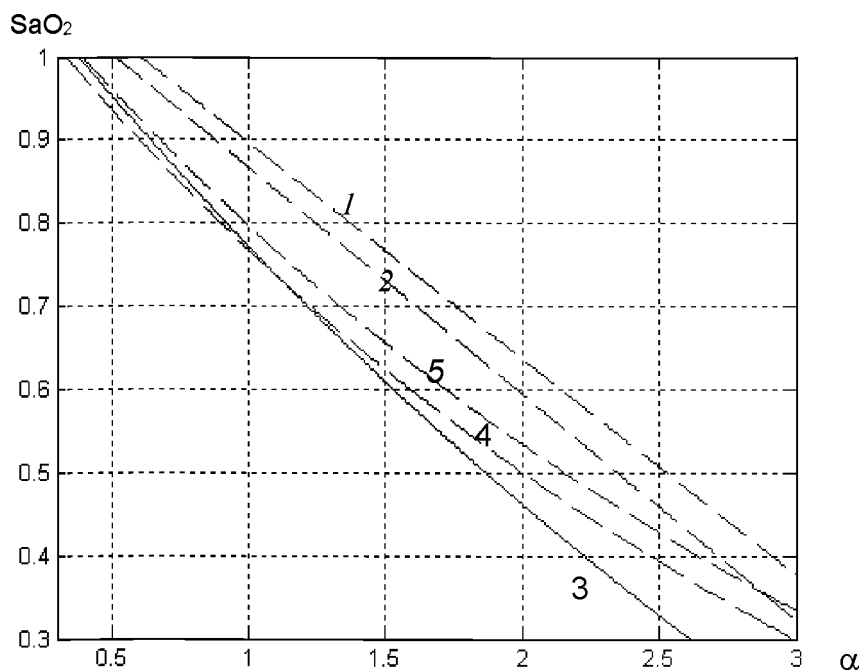


Рис. 4. Рассчитанные зависимости $SaO_2 = f(\alpha)$ для различных комбинаций рабочих длин волн λ_1 и λ_2 пульсоксиметра

С целью выбора рабочих длин волн λ_1 и λ_2 , при которых наблюдается максимальная крутизна зависимости $SaO_2 = f(\alpha)$ в практически значимой области, где сатурация гемоглобина близка к 100 %, на рис. 4 показаны рассчитанные графические зависимости для четырех комбинаций длин волн, представленных в табл. 4. Легко заметить, что наибольшая крутизна при значениях SaO_2 близких к 100 % наблюдается для третьей комбинации длин волн, которую наиболее целесообразно использовать при создании портативного пульсоксиметра.

Таблица 4

Комбинации длин волн светодиодов пульсоксиметра и соответствующие коэффициенты поглощения гемоглобина

№ комб.	λ_1 , нм	$a_{\lambda_1}^{HbO_2}$, л/(ммоль·см)	$a_{\lambda_1}^{Hb}$, л/(ммоль·см)	λ_2 , нм	$a_{\lambda_2}^{HbO_2}$, л/(ммоль·см)	$a_{\lambda_2}^{Hb}$, л/(ммоль·см)
1	650	0.118	0.872	805	0.196	0.196
2	660	0.1	0.82	805	0.196	0.196
3	660	0.105	0.81	880	0.29	0.205
4	650	0.118	0.872	940	0.3	0.16
5	660	0.1	0.82	940	0.3	0.16

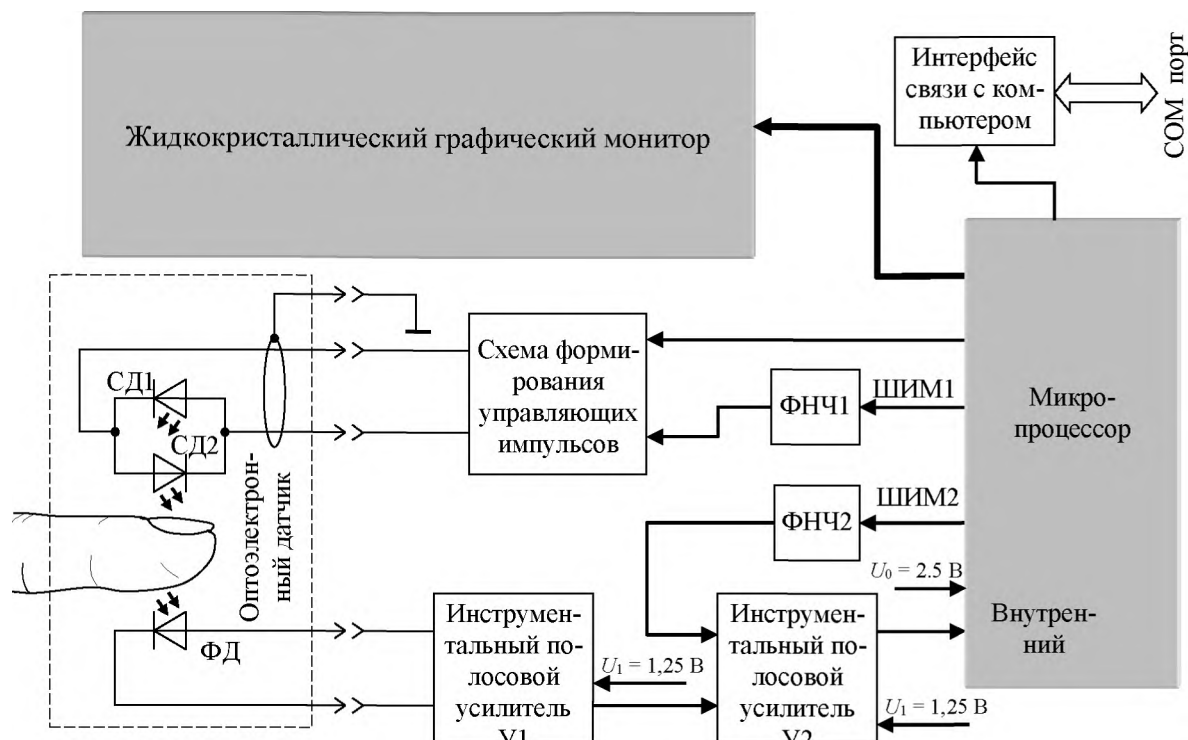


Рис. 5. Упрощенная функциональная схема пульсоксиметра

Упрощенная функциональная схема разработанного пульсоксиметра представлена на рис. 5. Для устранения влияния посторонних засветок на результаты измерений используется импульсная модуляция потоков, излучаемых светодиодами СД1 и СД2. При подключении оптоэлектронного датчика к прибору и включении питания микропроцессор в течение некоторого времени (от 3 до 5 с) производит установку величины импульсных токов, поочередно протекающих через светодиод с красным излучением СД1 и ИК-светодиод СД2.

Величины этих токов выбираются такими, чтобы минимальные и максимальные значения напряжения импульсных сигналов с фотодиода, усиленные усилителями У1 и У2, находились в рабочем диапазоне внутрикристалльного АЦП микропроцессора. Обычно при подаче на АЦП внешнего опорного напряжения U_0 рабочий диапазон лежит в пределах от 0 до U_0 . Регулировка токов осуществляется с помощью цифро-аналогового преобразователя, реализованного с помощью схемы широтно-импульсной модуляции микропроцессора ШИМ1 и многосвязного низкочастотного RC -фильтра ФНЧ1. Изменяя скважность импульсов и переключая с помощью цифрового ключа полярность напряжения, поступающего на противоположный вывод датчика, можно задавать ток для каждого светодиода отдельно. Это позволяет устранить зависимость

величины принимаемых фотодиодом потоков от коэффициента пропускания используемого участка тела пациента $k_{\text{осл}}(\lambda, X_0)$ и различий в ватт-амперных характеристиках СД1 и СД2. Длительность процесса установки импульсных токов достаточно большая, чтобы микропроцессор смог оценить диапазон изменения величины сигналов, прошедших через пульсирующую ткань, как минимум за два сердечных сокращения.

Вторая ступень регулировки амплитуды сигналов, поступающих на АЦП, предназначена для относительного увеличения амплитуды пульсовой волны, наблюдаемой на двух длинах волн. Погрешности определения SaO_2 при правильно подобранных значениях коэффициентов поглощения $\alpha_m(\lambda)$ пульсирующего слоя в основном определяются отношением сигнал/шум. Отношение размаха пульсовой волны $\Delta I(\lambda)$ к среднему значению интенсивности прошедшего через ткань излучения $\bar{I}(\lambda)$ невелико и для здорового человека находится приблизительно в районе процента для красного излучения и нескольких процентов для инфракрасного. При патологических состояниях амплитуда пульсовой волны резко уменьшается и разрешения 10-и разрядного АЦП недостаточно. Поэтому микропроцессор через ШИМ2 и ФНЧ2 формирует синфазный относительно выходного напряжения усилителя У1 сигнал, который, поступая на второй вход У2, ослабляет его выходной сигнал, поскольку усиливаются только несинфазные составляющие. Такое решение при коэффициенте усиления $K_{\text{У2}} = 10$ позволяет на порядок увеличить регистрируемый размах пульсовой волны, не выходя за пределы рабочего диапазона АЦП и не увеличивая его разрешение. Для дальнейшего улучшения отношения сигнал/шум в микропроцессоре используются цифровые НЧ и ВЧ фильтры, а также оптимальные алгоритмы вычисления SaO_2 и частоты сердечных сокращений, которые дополнительно подавляют влияние двигательных артефактов.

Результаты определения частоты пульса и сатурации гемоглобина в цифровом виде выводятся на жидкокристаллический монитор. На монитор выводится и графическая зависимость пульсовой волны от времени, которая регистрируется в инфракрасном канале.

Создание отечественной многоканальной компьютерной системы сбора, обработки и создания банка данных мониторинга состояния новорожденных с применением разработанного портативного микропроцессорного оксигемометра для чрескожного определения ЧСС и концентрации кислорода в крови будет способствовать улучшению контроля за со-

стоянием новорожденных в процессе интенсивной терапии. Это будет снижать летальность от РДС и врожденной пневмонии.

Заключение

Лазеры уже стали незаменимым инструментом в современной медицинской практике. Во многих случаях только с помощью лазеров можно провести те или иные лечебные или диагностические процедуры. Применение лазеров и светодиодов, использование новых оптоэлектронных технологий часто может упростить проведение лечебных процедур, делает их менее болезненными, дает более полную диагностическую информацию за относительно меньшее время. Несомненно, внедрение лазерных и других оптоэлектронных технологий в медицину третьего тысячелетия будет расширяться.

Литература

1. Терапевтические применения полупроводниковых лазеров / А. М. Лисенкова, И. С. Манак, Н. М. Ксенофонтова, С. И. Чубаров // Полупроводниковые лазеры. Сб. науч. статей. Вып. 1. Мн., 1997. С. 162–204.
2. Влияние излучения полупроводниковых лазеров на систему иммунитета в эксперименте / Е. Е. Сагалович, В. К. Зубович, А. М. Петрова, С. И. Чубаров // Охрана материнства и детства в условиях воздействия последствий катастрофы на Чернобыльской АЭС. Сб. науч. статей. Мн.: НИИ охраны материнства и детства МЗБ, 1993. С. 166–173.
3. Лисенкова А. М., Манак И. С., Чалов В. Н. Взаимодействие лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона с тканями глазного дна / Лазерная и оптоэлектронная техника // Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 139–170.
4. Лисенкова А. М., Манак И. С., Алексеев Д. В. Моделирование разрушения патологической ткани при лазерной ангиопластике // Тр. 3-ей конференции по лазерной физике и спектроскопии. Т. 1. Мн., 1997. С. 321–323.
5. Коррекция патологии щитовидной железы низкоинтенсивным лазерным излучением / Н. М. Ксенофонтова, А. М. Лисенкова, С. И. Чубаров и др. // Тр. IV Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии. Т. 2. Гр., 1999. С. 256–258.
6. Влияние низкоинтенсивного инфракрасного лазерного излучения на активность ферментов антиоксидантной защиты и содержание продуктов перекисного окисления липидов в печени крыс / Т. Н. Зырянова, В. М. Лаврова, И. А. Канапацкая, А. М. Лисенкова // Достижения современной биологии и биологическое образование. Мн., 1997. С. 179–183.
7. Кугейко М. М., Лисенкова А. М., Сенчук В. В. Исследование влияния лазерного излучения на биодоступность лекарственных соединений // Медэлектроника-2002. Тр. Междунар. науч.-техн. конф. Мн., 2002. С. 121–124.
8. Лисенкова А. М., Манак И. С., Николаева А. А. Моделирование термического некроза опухолей в бронхиальной ткани // Медэлектроника-2002. Тр. Междунар. науч.-техн. конф. Мн., 2002. С. 200–202.

9. *Зырянова Т. Н., Лисенкова А. М.* Некоторые аспекты метаболизма L-глутаминовой кислоты в животном организме в условиях воздействия красного и ИК-лазерного излучения // Медэлектроника-2002. Тр. Междунар. науч.-техн. конф. Мн., 2002. С. 237–239.
10. *Зырянова Т. Н., Лисенкова А. М.* Сравнительная характеристика красного и ИК излучения на обмен глутамата в тканях крыс // Квантовая электроника Матер. IV Междунар. науч.-техн. конф. Мн.: БГУ, 2002. С. 190–193.
11. *Лисенкова А. М., Манак И. С., Николаева А. А.* Лазерная гипертермия – медицинская технология XXI века. // Квантовая электроника. Матер. IV Междунар. науч.-техн. конференции. Мн.: БГУ, 2002. С. 168–171.
12. *Вафиади В. Г., Флетчер Дж. Дж.* Спектральное исследование контраста между поверхностным кровеносным сосудом и кожным покровом // Вестник БГУ. Сер.1. 1972. Вып. 2. С. 47–50.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- | | |
|--|-----------------------------------|
| Афоненко А. А. – 90, 141 | Могильный В. В. – 282 |
| Карих Е. Д. – 90 | Наливко С. В. – 141 |
| Кобак И. А. – 3, 254, 291 | Оношко Д. М. – 175 |
| Козлов В. Л. – 162, 225, 254, 265 | Пикулик В. Г. – 291 |
| Колесников В. М. – 70, 275 | Поляков А. В. – 162 |
| Кононенко В. К. – 90, 141, 152 | |
| Кугейко М. М. – 3, 30, 40, 77, 175, 198 | Ушаков Д. В. – 152 |
| Лисенкова А. М. – 291 | |
| Малевич И. А. – 162, 175 | Фираго В. А. – 198, 225, 291 |
| Манак И. С. – 30, 40, 49, 56, 65, 70, 74,
82, 90, 141, 152, 275 | Чубаров С. И. – 77, 162, 254, 265 |

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Кобак И. А., Кугейко М. М.</i> История кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники	3
<i>Кугейко М. М., Манак И. С.</i> Учебный процесс на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники	30
<i>Кугейко М. М., Манак И. С.</i> История развития научных исследований на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники	40
<i>Манак И. С.</i> Сотрудничество с ГОИ им. С. И. Вавилова – важнейший этап в развитии кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники	49
<i>Манак И. С.</i> Современные зарубежные связи кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники	56
<i>Манак И. С.</i> Связи кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники с национальной Академией Наук республики Беларусь	65
<i>Колесников В. М., Манак И. С.</i> Связь кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники с производственными организациями республики Беларусь	70
<i>Манак И. С.</i> Выпускники кафедры в народном хозяйстве Республики Беларусь	74
<i>Кугейко М. М., Чубаров С. И.</i> Научно-исследовательская лаборатория лазерных систем	77
<i>Манак И. С.</i> СНИЛ полупроводниковых лазеров	82
<i>Афоненко А. А., Карих Е. Д., Кононенко В. К., Манак И. С.</i> Полупроводниковые лазеры	90
<i>Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С., Наливо С. В.</i> Лазеры на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур	141
<i>Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.</i> Электронные и оптические свойства легированных сверхрешеток	152
<i>Малевич И. А., Поляков А. В., Чубаров С. И., Козлов В. Л.</i> Оптоэлектронные системы динамического хранения и обработки информации	162
<i>Кугейко М. М., Малевич И. А., Оношко Д. М.</i> Концепция "безаприорности" в лазерно-локационной диагностике окружающей среды	175
<i>Фираго В. А., Кугейко М. М.</i> Эксплуатационно надежные методы светодиодной и лазерной спектроскопии для газоаналитических средств непрерывного контроля сложных аэродисперсных сред	198
<i>Фираго В. А., Козлов В. Л.</i> Поисково-обзорные и следящие локационные системы оптического диапазона	225
<i>Козлов В. Л., Кобак И. А., Чубаров С. И.</i> Методы построения и функциональные элементы прецизионных лазерных измерителей расстояний	254

<i>Козлов В. Л., Чубаров С. И.</i> Методы построения и повышения точностных характеристик бесконтактных термометров	265
<i>Колесников В. М., Манак И. С.</i> Оптико-электронные системы	275
<i>Могильный В. В.</i> Фотоиндуцированная неравновесность полимерных материалов в процессах оптической фазовой записи информации	282
<i>Лисенкова А. М., Фираго В. А., Кобак И. А., Пикулик В. Г.</i> Оптоэлектронные технологии для медицины и биологии	291
Авторский указатель	314

Научное издание

**ЛАЗЕРНАЯ
И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ
ТЕХНИКА**

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ

В авторской редакции

Подписано в печать 25.11.2003. Формат 60х84 1/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 18,4. Уч.-изд. л. 19,8. Тираж 120 экз.
Зак. 30с,

Редакционно-издательский центр Академии управления
при Президенте Республики Беларусь.
Лицензия ЛВ №334 от 22.10.1998

Отпечатано в Редакционно-издательском центре
Академии управления при Президенте Республики Беларусь.
220007, Минск, ул. Московская, 17.