

9-Оптика. Лазеры. Материалы оптоэлектроники

Апексимов Дмитрий Владимирович, аспирант
Институт Оптики Атмосферы СО РАН, -

Исследование интегральных характеристик нестационарного упругого рассеяния света на прозрачной сферической частице при облучении её цугом сверхкоротких лазерных импульсов

Научный руководитель: Землянов Александр Анатольевич, д. ф.-м. н, зав.лабораторией, Институт Оптики Атмосферы СО РАН

Адрес: 634055 Томск, пр.Академический,1

Телефон: (3822)49-15-32

E-Mail: apeximov@iao.ru стр. 653

Балан Никита Николаевич, м. н. с.

МИФИ, Экспериментальной и теоретической физики

Измерение упругих констант MEMS-материалов при помощи метода голографической интерферометрии повышенной чувствительности

Научный руководитель: Алексенко Андрей Геннадьевич, д.т.н., профессор, ООО `Ангстрем-Центр Нанотех`

Адрес: 115522, Москва, ул. Москворечье, д.19, кор.3

Телефон: (095)324-74-03

E-Mail: balan@mail.ru стр. 655

Большиков Федор Александрович, 3 курс

МГУ им. Н.П. Огарева, Институт физики и химии

Особенности заселения верхнего лазерного уровня 3F4 ионов Tm³⁺ в кристаллах со структурой граната при стационарной селективной накачке на уровень 3H₄.

Научный руководитель: Рябочкина П.А., к. ф.-м. н, доцент кафедры общей физики, МГУ им. Н.П.

Огарева, институт физики и химии

Адрес: 430031 респ. Мордовия, г. Саранск, ул. Косарева, д. 35, кв. 3

Телефон: (8342)55-48-95

E-Mail: RyabochkinaPA@yandex.ru стр. 657

Воронина Алёна Семеновна, 6 курс

Санкт-Петербургский государственный университет, физический

Частотно зависимые потери линейного лазерного резонатора с поперечно активной неоднородной средой и гауссовой диафрагмой.

Научный руководитель: Радина Татьяна Владимировна, к. ф.-м. н, старший научный сотрудник, Санкт-Петербургский государственный университет, физический, кафедра Общей Физики-1

Адрес: 197198 г. Санкт-Петербург, Большой пр. Петроградской стороны, д.31, кв.106

Телефон: (812) 230-95-78

E-Mail: JaVP@yandex.ru стр. 658

Груздев Андрей Олегович, аспирант

МИФИ, Т

Стробографический микроскоп для наблюдения колебаний микрообъектов

Адрес: 115522, Москва, ул. Москворечье 19/3 к.107

E-Mail: agruzdev@mail.ru стр. 659

Денисов Павел Евгеньевич, 6 курс

ТГУ, Радиофизический

Влияние ограничения нелинейности на структуру бифуркационных диаграмм кольцевого резонатора

Научный руководитель: Измайлов Игорь Валерьевич, к. ф.-м. н, доцент, ТГУ, РФФ

Адрес: 634021 г. Томск, ул. Кулагина, д. 9, кв. 64

E-Mail: pavden@mail.ru стр. 661

Дерябина Елена Анатольевна, 5 курс
Томский государственный университет, физический
Расчет параметров плазмы и скоростей элементарных процессов в активной среде Sr-лазера
Научный руководитель: Солдатов Анатолий Николаевич, д. ф.-м. н, профессор, Томский
государственный университет
Адрес: 634050, г. Томск, ул. Пушкина, 29 - 816
Телефон: (3822) 52-94-98
E-Mail: Helen05@rambler.ru стр. 663

Дикова Евгения Евгеньевна, аспирант
Тульский государственный университет, Естественно-научный
Влияние комплексообразования и внутренних напряжений на резонансные явления в оптических спектрах кристаллов сапфира
Научный руководитель: Левин Даниил Михайлович, д. ф.-м. н, профессор, Тульский государственный
университет, каф. физики
Адрес: 300600, Российская Федерация, г. Тула, проспект Ленина 92, каф. физики
Телефон: (0852)33-24-42
E-Mail: dicova@rambler.ru стр. 665

Добромыслов Петр Петрович, 6 курс
СПбГИТМО, компьютерные технологии
Применение метода фазово-согласованной фильтрации для распознавания сигналов различной природы
Научный руководитель: Стафеев Сергей Константинович, д. ф.-м. н, декана ЕНФ, СПбГИТМО
Адрес: 192281 С.Петербург, ул Ярослава Гашека 2-79
E-Mail: Petr.Dobromyslov@mail.ru стр. 569

Дышлок Антон Владимирович, аспирант
Дальневосточный государственный технический университет, радиоэлектроники и телевидения
Дистанционный контроль углового положения на базе волоконной оптики
Научный руководитель: Витрик О.Б., д. ф.-м. н, профессор, Дальневосточный государственный
технический университет
Адрес: 690014, Приморский край, Владивосток, ул. Народный пр-т, д. 45, кв. 17.
Телефон: (4232)45-54-65
E-Mail: anton_dys@mail.ru стр. 667

Домкин Кирилл Иванович
Пензенский Государственный Университет
Модуляция оптического излучения частотами гигагерцового диапазона методом биений
Научный руководитель: Костюнин Александр Васильевич, к.п.н.
E-Mail: ego@sura.ru стр. 1292

Жигулина Светлана Валерьевна, 5 курс
Новосибирский Государственный Технический Университет, физико-технический
Антистоксовая флуоресценция красителя феналемин 512 в полимерной матрице при низкоинтенсивном возбуждении
Научный руководитель: Мешалкин Ю.П., д. ф.-м. н, профессор, Новосибирский Государственный
Технический Университет
Адрес: 630121 г.Новосибирск, ул. Забалуева, д.64, кв.24
E-Mail: Zh_sveta@ngs.ru стр. 573

Кловач Евгений Михайлович, 5 курс
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический
Влияние температуры окружающей среды на хроматическую дисперсию в волоконно-оптических линиях связи.
Научный руководитель: Наний О.Е., д. ф.-м. н, , физический ф. МГУ
Адрес: г.Москва, ул. Палехская 17-121
E-Mail: klovatch@rambler.ru стр. 669
648

Косырев Николай Николаевич, вед. инженер
Институт Физики СО РАН, лаб. Физики Магнитных Явлений
Исследование тонких пленок Fe методом эллипсометрии
Научный руководитель: Овчинников Сергей Геннадьевич, д. ф.-м. н, зам. директора, ИФ СО РАН
Адрес: г.Красноярск, Академгородок 50, Институт Физики
E-Mail: nick@iph.krasn.ru стр. 191

Крылова Светлана Николаевна, м. н. с.
Институт Физики Сибирского Отделения Российской Академии Наук, физический
Симметричный сравнительный анализ экспериментального и расчетного колебательного спектра кристалла KРb2Сl5.
Научный руководитель: Втюрин Александр Николаевич, д. ф.-м. н, заместитель директора, Институт физики СО РАН
Адрес: 660036, Россия, Красноярск, Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, лаборатория молекулярной спектроскопии, Крыловой
E-Mail: slanky@iph.krasn.ru стр. 671

Кузнецова Анна Викторовна, 5 курс
Томский государственный университет, физический
Разработка лазерной системы на длине волны 6.456 мкм для абляции полиамида
Научный руководитель: Солдатов Анатолий Николаевич, д. ф.-м. н, профессор, Томский государственный университет
Адрес: 634034, Томск, пр.Ленина 49-313
E-Mail: anisia@mail2000.ru стр. 672

Кучерова Ольга Владимировна, аспирант
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет 'ЛЭТИ', электроники
Емкостные измерения разрывов энергетических зон в гетероструктурах с напряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs
Научный руководитель: Соломонов Александр Васильевич, д. ф.-м. н, профессор кафедры микроэлектроники, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет 'ЛЭТИ'
Адрес: 197376 Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, д.5, корп.5, каф. микроэлектроники
Телефон: (812)234-30-16
E-Mail: koucherova@mail.ru стр. 674

Кытманов Антон Валерьевич, 5 курс
Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический
Оптическое декодирование последовательности импульсов
Научный руководитель: Толмачев Юрий Александрович, д. ф.-м. н, кафедра Оптики
Адрес: 199004, Санкт-Петербург, 9-ая линия ВО, 42/39, кв. 46.
Телефон: (812)323-56-85
E-Mail: anti_tenzor@mail.ru стр. 676

Кытманов Антон Валерьевич, 5 курс
Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический
Дифракция ультракороткого импульса на кольцевой диафрагме
Научный руководитель: Толмачев Юрий Александрович, д. ф.-м. н, кафедра Оптики
Адрес: 199004, Санкт-Петербург, 9-ая линия ВО, 42/39, кв. 46.
Телефон: (812)323-56-85
E-Mail: anti_tenzor@mail.ru стр. 678

Латкин Антон Иванович, 6 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Применение нелинейного кольцевого зеркала для оптической регенерации сигнала в волоконно-оптических линиях связи
Научный руководитель: Федорук Михаил Петрович, д. ф.-м. н, зав. лаб. ИВТ СО РАН, Институт Вычислительных Технологий СО РАН
Адрес: 630090, г. Новосибирск, ул. Ильича 11 кв. 14

Телефон: (3832) 33-14-57
E-Mail: a.i.latkin@ngs.ru стр. 680

Маганова Мария Сергеевна, м. н. с.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический
Особенности флуктуационной структуры лазерных пучков на приземной трассе с перемежающейся турбулентностью
Научный руководитель: Короленко Павел Васильевич, д. ф.-м. н, профессор, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический, кафедра оптики и спектроскопии
Адрес: Россия, Москва, Ленинские горы, 119992 (ГСП-2)
Телефон: (095)939-17-17
E-Mail: magma@optics.npi.msu.su стр. 682

Наймушина Дарья Анатольевна, аспирант
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический
Скейлинговые характеристики стохастической составляющей лазерного излучения
Научный руководитель: Короленко Павел Васильевич, д. ф.-м. н, профессор, МГУ, физический, кафедра оптики и спектроскопии
Адрес: Россия, Москва, Ленинские горы, 119992 (ГСП-2)
Телефон: (095)939-17-17
E-Mail: ndaria@yandex.ru стр. 684

Савчук Татьяна Анатольевна, магистрант
РГУ, физический
Оптическая характеристика тонких диэлектрических пленок на базе интенсивности отраженного сигнала вблизи угла Брюстера
Научный руководитель: Ковтун Анатолий Павлович, КФ-МН, снс, Институт общей физики РАН
Адрес: ул. Зорге 28/2
E-Mail: kupri@phys.rsu.ru стр. 686

Самагин Сергей Анатольевич, аспирант
Самарский Государственный Университет, физический
Свойства жидкокристаллических линз с оптическим управлением
Научный руководитель: Гуральник И.Р., к. ф.-м. н, доцент, Самарский Государственный Университет
Адрес: 443035 Россия, г. Самара, ул. Ставропольская, дом 103, кв. 51.
Телефон: (8462) 51-92-95
E-Mail: samagin@fian.smr.ru стр. 688

Сидоров Иван Викторович, 6 курс
Томский государственный университет, физический
Мощный лазер на парах SrI и SrII
Научный руководитель: Солдатов Анатолий Николаевич, д. ф.-м. н, профессор, Томский государственный университет
Адрес: 653000, Томск, пр.Ленина, 49-221
E-Mail: sav573@ic.tsu.ru стр. 690

Соболева Ирина Владимировна, 5 курс
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический
Фотонные кристаллы и микрорезонаторы с перестраиваемой фотонной запрещенной зоной на основе анизотропного мезопористого кремния
Научный руководитель: А.А.Федянин, к. ф.-м. н, с. н. с., МГУ, кафедра квантовой электроники
Адрес: 119992 Россия, Москва, Ленинские горы, МГУ, физфак, кафедра квантовой электроники
Телефон: (095) 939-36-69
E-Mail: irina@shg.ru стр. 692

Старченко Антон Андреевич, аспирант
Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, лаборатория фотофизики конденсированных сред

Трансформация спектра рассеяния фемтосекундного суперконтинуума, распространяющегося в анизотропной среде

Научный руководитель: Мартынович Евгений Федорович, д. ф.-м. н, директор филиала, Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН

Адрес: 664033, ул. Лермонтова, 130А, Иркутск, а/я 4066

Телефон: (3952) 51-14-38

E-Mail: vector@ilph.irk.ru стр. 694

Стебенева Анна Владимировна, аспирант

Томский государственный университет, физический

Расчет сечений возбуждения и констант скоростей элементарных процессов в активной среде Sr-лазера

Научный руководитель: Солдатов Анатолий Николаевич, д. ф.-м. н, профессор, Томский государственный университет

Адрес: 634034, г. Томск, пр. Ленина, 49 - 526

Телефон: (3822) 52-94-98

E-Mail: anita@inet.tsu.ru стр. 696

Суднищикова Илона Павловна, аспирант

БашГосУниверситет, химико-технологический

Оптические свойства и фотопроводимость в эпитаксиальных гетероструктурах кристаллов группы силленитов.

Научный руководитель: Чувывров Александр Николаевич, д. ф.-м. н, завкафедрой инженерной физики, БашГосУниверситет

Адрес: 450059, г.Уфа, пр.Октября 23 - 44

E-Mail: olessya001@yandex.ru стр. 698

Сычев Федор Юрьевич, 6 курс

МГУ, физический

Материалы с запрещенной фотонной зоной на основе пористого кремния и цирконата титаната свинца

Научный руководитель: Мурзина Т.В., к. ф.-м. н, научный сотрудник, МГУ им. М.В.Ломоносова, физический, кафедра квантовой электроники

Адрес: 119992, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В.Ломоносова, физический, кафедра квантовой электроники

Телефон: (095)939-36-69

E-Mail: fsychev@shg.ru стр. 699

Тайсин Ильяс Фаизович, аспирант

Пермский государственный университет, физический

Структурные и оптические свойства H:Tl:LiNbO_3 волноводных слоев

Адрес: 614000, Пермь, Героев Хасана, 149-58

Телефон: (3422) 39-63-83

E-Mail: taisin@psu.ru стр. 700

Трушкова Ульяна Витальевна, 5 курс

Санкт-Петербургский государственный университет, физический

Изучение нелинейных свойств халькогенидных стекол

Научный руководитель: Пастор Александр Александрович, к. ф.-м. н, доцент, Санкт-Петербургский университет, физический, кафедра оптики

Адрес: 189620 Санкт-Петербург, г. Пушкин, ул. Церковная, д.44, кв.31

Телефон: (812) 470-44-91

E-Mail: uliana@ut12751.spb.edu стр. 702

Фесенко Александр Анатольевич, магистрант

Ростовский государственный университет, физический

Исследование продольного сегментированного разряда типа положительный столб - двойной слой (ПС-ДС) как активной среды газовых лазеров.

Научный руководитель: Латуш Евгений Леонидович, Чеботарев Геннадий Дмитриевич, д. ф.-м. н, профессор, доцент, физфак РГУ кафедра квантовой радиофизики
Адрес: Ростов-на-Дону, ул. Зорге 28/2, общежитие 5 `А`, ком. 718
Телефон: (8632) 22-08-24
E-Mail: latush@phys.rsu.ru стр. 703

Фроленкова Мария Валерьевна, 6 курс
Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический
Особенности изменения временной структуры фемтосекундного импульса при фокусировке
Научный руководитель: Толмачев Юрий Александрович, д. ф.-м. н, профессор, кафедра оптики физического СПбГУ
Адрес: 198504, г. Санкт-Петербург, ул. Ботаническая, 64/2
E-Mail: razman_maria@mail.ru стр. 704

Шулгунова Ирина Сергеевна, магистрант
СПбГЭТУ, электроники
Анализ уширенных спектров проводимости самоорганизующихся квантовых точек.
Научный руководитель: Зубков Василий Иванович, к. ф.-м. н, доцент кафедры микроэлектроники, СПбГЭТУ
Адрес: 197110 ул. Большая Зеленина, д. 20, кв. 26, Санкт-Петербург
Телефон: (812)234-30-16
E-Mail: shulgun@mail.ru стр. 306

Щаденко Сергей Владимирович, 6 курс
Томский Политехнический Университет, Электрофизический
Моделирование процессов в разрядном контуре промышленного лазера на парах металла
Адрес: "634034; г.Томск, пр.Кирова 2, ком. 320"
E-Mail: schadenko@ngs.ru стр. 708

Щаденко Сергей Владимирович, 6 курс
Томский Политехнический Университет, Электрофизический
Влияние параметров разрядного контура на характеристики генерации лазера на парах свинца
Адрес: "634034; г.Томск, пр.Кирова 2, ком. 320"
E-Mail: schadenko@ngs.ru стр. 706

Юдников Дмитрий Вячеславович, 7 курс
СПбГУ, физический
Метод определения нелинейности системы регистрации импульсного излучения
Научный руководитель: Иванов Валерий Сергеевич, д. ф.-м. н, Ведущий научный сотрудник, НИИ Физики СПбГУ
Адрес: 198504, Россия, Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская, д.1
Телефон: (812) 428-43-91
E-Mail: yudnikov@e-mail.ru стр. 710

Яровенко Федор Петрович, 5 курс
ДВГУ, физический
Исследование динамических характеристик ударных волн при оптическом пробое воздуха.
Адрес: 690017 г. Владивосток ул. Каштановая13-125
Телефон: (4232)73-01-21
E-Mail: fp1982@inbox.ru стр. 711

Исследование интегральных характеристик нестационарного упругого рассеяния света на прозрачной сферической частице при облучении её цугом сверхкоротких лазерных импульсов

Алексимов Дмитрий Владимирович

Гейнц Юрий Эльмарович

Институт Оптики Атмосферы СО РАН

Землянов Александр Анатольевич, д.ф.-м.н

areximov@iao.ru

Развитая в последнее десятилетие нестационарная теория Ми является комбинацией стандартной линейной теории и Фурье-анализа и оперирует уже не с монохроматическим излучением, а с совокупностью световых частот, попадающих в спектр дифрагирующего на частице импульса излучения [1]. Заметим, что такой подход по сути дела аналогичен переходу от рассеяния на частице одного размера к рассеянию на ансамбле полидисперсных частиц.

На основе нестационарной теории Ми были проведены расчеты интегральных оптических характеристик сферических частиц различного радиуса (фактор эффективности рассеяния, поглощения, обратного рассеяния). Общее выражение для фактора эффективности, в случае освещения частиц сверхкоротким лазерным импульсом имеет вид $K_{eff}(t; x_a) = \frac{F^{-1}}{U_0} \left[|G_i(\omega - \omega_0)|^2 K_\omega(\omega; x_a) \right]$, где оператор F^{-1} обозначает обратное преобразование Фурье; U_0 - величина, пропорциональная полной энергии, переносимой импульсом, $G_i(\omega - \omega_0)$ - Фурье-спектр исходного импульса излучения, x_a - параметр дифракции. Спектральный фактор эффективности рассеяния $K_\omega(\omega; x_a)$ рассчитывается в рамках стационарной теории Ми.

Нами был применен теоретический подход [2], в котором для изучения временного поведения оптических полей в частице находилось решение неоднородных уравнений Максвелла в виде рядов по собственным функциям линейной задачи стационарного рассеяния (резонансным модам диэлектрического шара). $\mathbf{E}_{np}^{TE, TH}(\mathbf{r}), \mathbf{H}_{np}^{TE, TH}(\mathbf{r})$. Соответственно напряженность электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}; t)$ (и аналогично для магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}; t)$) внутри частицы

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}; t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} [A_{np}(t) \mathbf{E}_{np}^{TE}(\mathbf{r}) - iB_{np}(t) \mathbf{E}_{np}^{TH}(\mathbf{r})].$$

Выражение для электрического поля вдали от частицы (TE – мода) [1]:

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}; t) \cong \frac{k^2(\epsilon_a - 1)}{4\pi r} \exp\{-ikr\} \sum_n \sum_p A_{np}(t - r/c) I_{np}^{TE}(\theta; \varphi),$$

где интегралы $I_{np}^{TE}(\theta; \varphi) = \int_{V_a} \mathbf{E}_{np}^{TE}(\mathbf{r}') \exp\{ik_a r' \cos \vartheta\} d\mathbf{r}'$ дают угловое поведение рассеянного поля, $A_{np}(t), B_{np}(t)$ отражают временное поведение поля. Из данного

выражения следует, что временная зависимость внутреннего и рассеянного полей в рамках отдельной моды одна и та же.

Было установлено [3], что основными параметрами, влияющими на временное поведение внутреннего поля частицы и его энергетические характеристики, при облучении её цугом сверхкоротких лазерных импульсов, являются длительность лазерных импульсов, характерные времена жизни резонансных мод, а также скважность следования импульсов.

Был проведен сравнительный анализ интегральных характеристик нестационарного упругого рассеяния на частице облученной непрерывным излучением и цугом фемтосекундных лазерных импульсов при различных вариациях соответствующих параметров (см.рис.1, 2). Показатель поглощения $\kappa_a = 0,00001$, длина волны $\lambda = 0,8$ мкм.

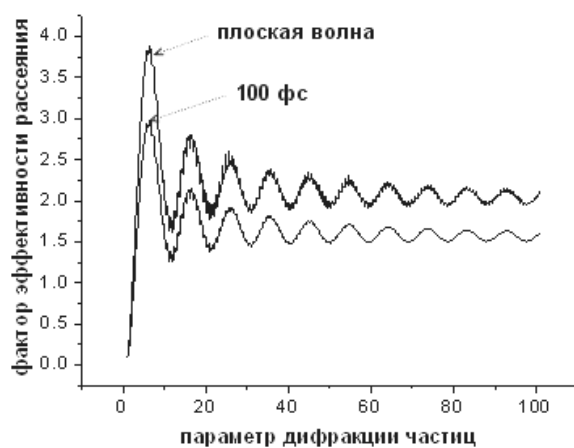


рис.1

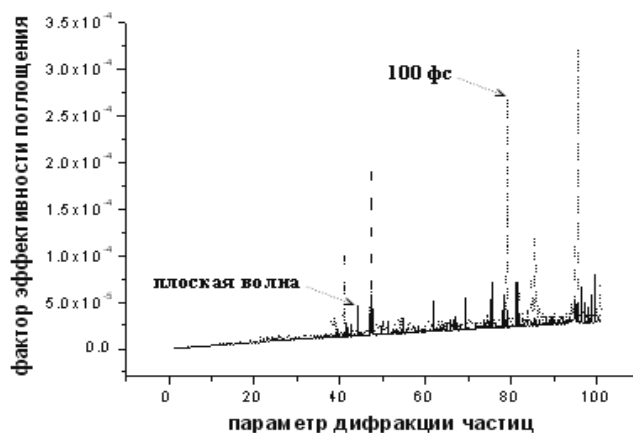


рис.2

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта CRDF № RP0-1390-TO-03 и гранта РФФИ № 03-05-64228.

Список публикаций:

[1] Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **15**(8), 684-692 (2002). [2] Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. *Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля*. Новосибирск, 260, (1999). [3] Землянов А.А., Гейнц Ю.Э., Апексимов Д.В. *Оптика атмосферы и океана*, **16**(12), 1075-1079 (2003).

Измерение упругих констант MEMS-материалов при помощи голографической интерферометрии повышенной чувствительности

Балан Никита Николаевич

Родин Владислав Геннадьевич

Стариков Сергей Николаевич

Московский инженерно-физический институт

Алексенко Андрей Геннадьевич, д.т.н

balan@mail.ru

В последние годы технология MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) является бурно развивающейся областью техники. Поскольку механические константы материалов, используемых в создаваемых по этой технологии устройствах, тесно связаны с проводящимися при изготовлении технологическими процессами, возникает необходимость их экспериментального определения. В литературе описан ряд методик, позволяющих решать эти задачи. Однако, данные методики обладают недостатками, такими, как низкая функциональность или сложность технической реализации.

Имеется также потребность в разработке методов контроля параметров опытных образцов MEMS-изделий, создании установок, позволяющих бесконтактно измерять микросмещения диффузно отражающих объектов с точностью до десятков нанометров.

Целью данной работы является применение методов голографической интерферометрии повышенной чувствительности, основанных на использовании нелинейных эффектов, для измерения микросмещений элементов вышеназванных изделий. После измерения смещений специальных тестовых объектов под действием заданных нагрузок, возможно рассчитать значения упругих констант материала.

Особенности предлагаемой в настоящей работе методики заключаются в ее сравнительной простоте, многофункциональности и высокой чувствительности к измеряемым перемещениям (до $\lambda/16$, где λ – длина волны используемого в методе светового излучения).

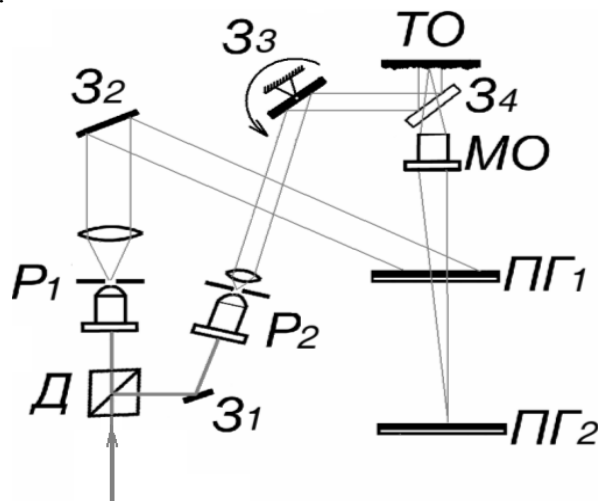


рис.1

Схема записи голограмм: Д – делитель пучка; P1, P2 – расширительные системы; З1, З2, З3 – глухие зеркала; З4 – полупрозрачное зеркало; ТО – тестовый объект; МО – объектив микроскопа; ПГ1, ПГ2 – голографические фотопластинки.

Предлагаемая методика состоит из трех стадий. Первая из них заключается в регистрации двукратно экспонированной голограммы (рис.1), причем угол падения предметного пучка на объект исследования различен для первой и второй экспозиций. Вторая стадия состоит в фотографировании восстановленного изображения на второй фотопластинке, это изображение содержит как интерференционные полосы, возникающие из-за деформации объекта, так и полосы, вызванные переменной угла падения предметного пучка. После проведения процесса нелинейного проявления фотопластинки она превращается в модулированную дифракционную решетку, и можно рассматривать ее как нелинейную голограмму.

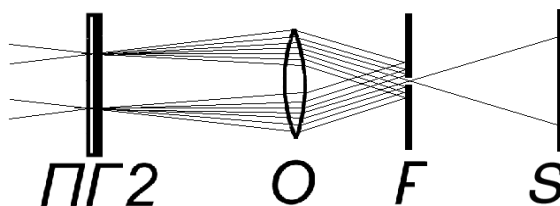


рис.2

Схема получения конечной интерферограммы

На третьей стадии полученная таким образом решетка освещается двумя плоскими волнами (рис.2), и, при помощи диафрагмы, размещенной в фокальной плоскости F объектива O , выбираются лишь сопряженные высшие гармоники, которые интерферируют между собой. По полученной в выходной плоскости S интерферограмме можно с повышенной точностью определить величину смещения тестовых объектов.

При использовании в качестве тестовых объектов электростатически нагружаемых консольных балок, модуль Юнга материала можно рассчитать по формуле (малые прогибы)

$$E = \frac{3\varepsilon_0 U^2 l^4 (\mu + \nu)}{4d^2 h^3 \lambda N}, \quad (1)$$

где U – прикладываемая электрическая разность потенциалов, l и h – соответственно длина и толщина консольной балки, d – расстояние между отклоняющим электродом и нижним слоем балки, N – порядок крайней полосы (определяется из эксперимента), ε_0 – диэлектрическая проницаемость среды между балкой и отклоняющим электродом, μ и ν – порядки интерферирующих гармоник.

Теоретические расчеты и предварительные эксперименты показали, что при помощи описанной схемы возможно измерение смещений деформаций диффузно-отражающих объектов с субмикронной точностью.

Особенности заселения верхнего лазерного уровня 3F_4 ионов Tm^{3+} в кристаллах со структурой граната при селективной стационарной накачке на уровень 3H_4 .

Большиков Федор Александрович

Попов Александр Владимирович

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

Рябочкина Полина Анатольевна, к.ф.-м.н

RyabochkinaPA@yandex.ru

Кристаллы со структурой граната в настоящее время широко используются в качестве активных сред лазеров с полупроводниковой накачкой.

В данной работе рассмотрена возможность получения двухмикронной генерации на переходе ${}^3F_4 - {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ:Тм в условиях стационарной селективной накачки на уровень 3F_4 .

Ранее нами получены временные зависимости населенностей уровней 3H_6 , 3F_4 , 3H_4 (n_1 , n_2 , n_3 соответственно) в условиях стационарной селективной накачки на уровень 3H_4 при решении системы уравнений (1)

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = Kn_1 - \beta n_1 n_3 - (W_{31} + W_{32})n_3; \\ \frac{dn_2}{dt} = 2\beta n_1 n_3 + W_{32}n_3 - W_{21}n_2; \\ n_1 + n_2 + n_3 = 1. \end{cases} \quad (1)$$

методом Рунге-Кутты, где K – скорость накачки с уровня 3H_6 на уровень 3H_4 .

В настоящей работе методом Ньютона получены стационарные решения системы уравнений (1). Графики зависимостей стационарных населенностей уровней 3F_4 , 3H_4 (n_1 , n_2 , n_3 соответственно) ионов Tm^{3+} от скорости накачки приведены на (рис.1).

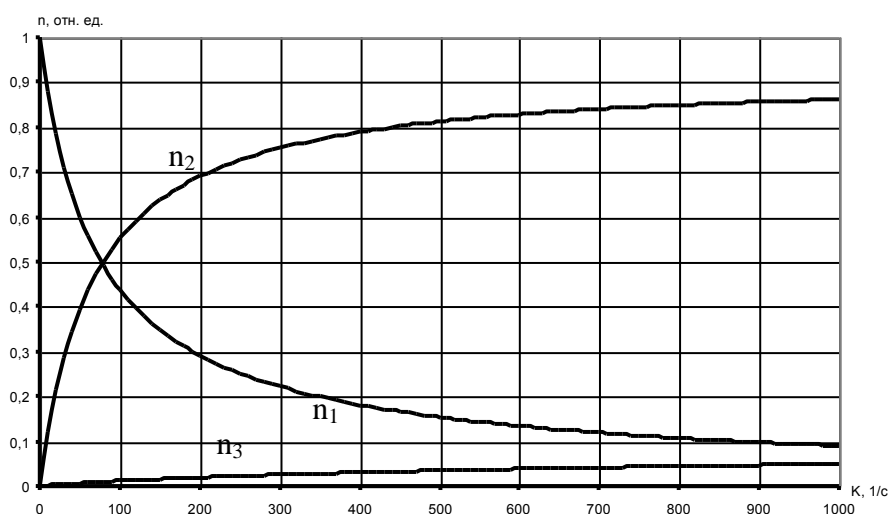


рис. 1.

Частотно-зависимые потери линейного газового резонатора с поперечно-неоднородной активной средой и Гауссовой диафрагмой

Воронина Алёна Семёновна

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Радина Татьяна Владимировна, к.ф.-м.н

JaVP@yandex.ru

Зависимость выходной мощности газового лазера от частоты генерации обладает характерной особенностью: при точной настройке моды на центр контура усиления наблюдается минимум мощности [1]. Эта особенность, получившая название Лэмбовского провала [1-4], специфична для активных сред с доплеровским уширением линии и вызвана эффектом усиления. Экспериментально Лэмбовский провал впервые наблюдался в He-Ne лазере с длиной волны $\lambda = 3,39\mu\text{м}$ Беннетом [1].

Теоретическое объяснение провала было сделано Лэмбом в работе [2]. Это исследование имело продолжение в многочисленных работах в силу того, что Лэмбовский провал является репером для стабилизации частоты. Считалось, что центр провала совпадает с центральной частотой квантового перехода ω_{ab} . Однако, уже в 1964 году Беннет с сотрудниками [5] установил, что кривая интенсивности генерации асимметрична относительно ω_{ab} .

Основной причиной провала является линзовый эффект. Эта идея развивается в [7]-[12], проведение анализа которых является целью данной работы.

В работах [7-12] французскими исследователями были получены экспериментальные зависимости интенсивности от частоты лазерного излучения при различной степени диафрагмирования луча. Было показано, что дифракция влияет на асимметрию Лэмбовского провала, то есть асимметрия является функцией дифракции. Для анализа теоретической части данных работ в работе решена задача о собственных колебаниях резонатора с радиально неоднородной средой.

Проведённое исследование позволяет сделать следующие выводы:

1. Эксперименты [7-12] позволяют утверждать, что дифракция на апертурах резонатора является определяющим фактором в образовании асимметрии потерь, а следовательно и асимметрии зоны генерации.

2. Однако, математический аппарат, предложенный в [7-12], не является адекватным для описания, так как не рассматривается влияние дифракции на собственные колебания резонатора.

3. Во всех работах используется матричная техника, однако в [8] матрица записана не верно (**). [10] ошибка исправлена, однако при вычислении пятен на зеркалах влияние линзы не учитывается (****)

4. Классификация резонаторов на короткий и длинный (в зависимости от места установки диафрагмы на зеркалах) на мой взгляд не является адекватной. В настоящее время существует установившаяся классификация резонаторов, которая выражается через G-параметр резонатора (плоский переходит в конфокальный: расширение пятна). Рассеивающая линза действительно может привести к увеличению размера пятна вблизи конфокала.

5. Решение задачи о собственных колебаниях резонатора с учётом дифракции подтверждает данные экспериментов [7-12].

Список публикаций:

1. McFarlane R.A., Bennett W.R., Jr., Javan A., Lamb W.E., Jr. // *Appl. Phys. Lett.* 1963, V. 2. P. 189.
2. Lamb W.E. *Theory of the Optical Maser* // *Phys. Rev.* 1964, A 134. P. 1429-1450.
3. Лэмб У. *Теория оптических мазеров* // *Квантовая оптика и квантовая радиофизика*. - М.: Мир, 1966. С. 281-369.
4. Мэйтленд А., Данн М. *Введение в физику лазеров*. - М.: Наука, 1978. - 407 с.
5. Bennett W.R., Jacobs S.F., LaTourrette, Rabinowits P. // *Appl. Phys. Lett.* 1964, V. 5. P. 58.
6. Garside B.K. *Mode Spectra in Ring and Normal Lasers* // *IEEE J. Quant. Electron.* 1968, November, V. QE-4, No. 11. P. 940-948.
7. Le Floch A., Le Naour R., Lenormand J.M., Tache J.P. *Nonlinear Frequency-Depend Diffraction Effect in Intracavity Resonance Asymmetries* // *Phys. Rev. Lett.* 1980, August 18, V. 45, No. 7. P. 544-547.
8. Le Floch A., Lenormand J.M., Le Naour R., Tache J.P. *A critical geometry for lasers with internal lenslike effects* // *J. Phys. Lett. (Paris)*. 1982, V. 4, No. 14. P. L-493 - L-498.
9. Le Floch A., Lenormand J.M., Ropars G., Le Naour R. *Twofold critical geometry for lasers* // *Opt. Lett.* 1984, November, V. 9, No. 11. P. 496-498.
10. Tache J.P., Le Floch A., Le Naour R. *Lamb dip asymmetry in lasers with plane-parallel resonators* // *Appl. Opt.* 1986, September 1, V. 25, No. 17. P. 2934-2938.
11. Tache J.P., Le Floch A., Le Naour R. *Different Critical Geometries for Half-Symmetric Laser Resonators* // *Opt. Comm.* 1989, May 15, V. 71, No. 3, 4. P. 179-183.
12. Bretenaker F., Le Floch A. *Specific lenslike effects and resonant diffraction losses in two-isotope gas lasers* // *Phys. Rev.* 1990, November 1, V. A-42, No. 9. P. 5561-5571.

Стробоголографический микроскоп для наблюдения колебаний микрообъектов

Груздев Андрей Олегович

Московский Инженерно-Физический Институт

agruzdev@mail.ru

Микромеханика является современным научно-техническим направлением, которое зародилось в конце XX века благодаря бурному развитию микроэлектроники. Работы по созданию новых видов микромеханических устройств, а так же по усовершенствованию имеющихся, ведутся в настоящее время с большой интенсивностью.

В работе [1] описан голографический интерференционный микроскоп для наблюдения диффузно отражающих объектов микромеханики и дана методика измерения их статических деформаций и смещений. Однако в ряде случаев представляет интерес их динамическое поведение.

Целью данной работы является разработка методики наблюдения гармонических колебаний микромеханических структур (балочного или мембранного типа) стробоголографическим методом с использованием цифровой системы управления экспериментом.

Суть стробоголографического метода состоит в следующем. На голограмму записывается объект в начальном неподвижном состоянии. После этого объект приводится в движение (в нашем случае – гармонические колебания), при этом его освещение производится импульсами частоты ω , равной частоте механических колебаний. Таким образом, в отличие от метода голографической виброметрии, где на

голограмму записывается усредненная по времени картина, мы будем наблюдать приблизительно одну фазу колебаний структуры за несколько периодов.

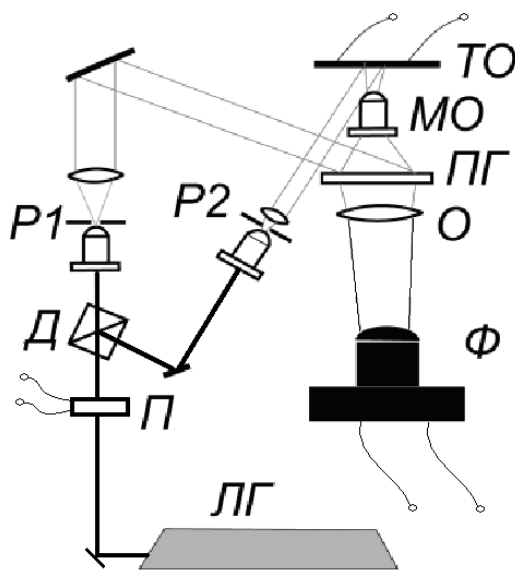


рис. 1

На рис.1 показана схема голографического интерференционного микроскопа (ЛГ–лазер, П–прерыватель, Д–делитель, P1 и P2–расширители пучков, ТО–тестовый объект, ПГ–голографическая пластинка, МО–микрообъектив, О–фокусирующий объектив, Ф–фотокамера). Схема имеет входы для управления прерывателем, фотокамерой и колебаниями образца. Для реализации предложенного эксперимента к голографическому интерференционному микроскопу требуется подключить систему синхронизации колебаний микрообъекта и освещающих импульсов. В простейшем случае можно применить аналоговую схему, состоящую из генератора синусоидальных колебаний (ГС), генератора прямоугольных импульсов (ГП), двухлучевого осциллографа (ДО) и прерывателя лазерного излучения (П).

Сигнал с ГС подается на микрообъект, вызывая его синусоидальные колебания. При помощи ДО сигнал ГП выравнивается по частоте с сигналом ГС и подается на прерыватель П. Для достаточно низких частот в качестве прерывателя можно использовать ЖК ячейку. При более высоких частотах (до 100 КГц) для этих целей может быть применен акустооптический модулятор.

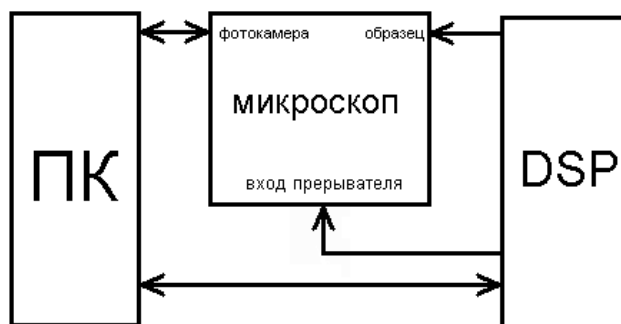


рис. 2

Особый интерес представляет цифровая система управления экспериментом. В качестве генератора импульсов используется плата с DSP, оказывающая программируемые воздействия на объект (в частности синусоидальные) и

управляющая прерывателем (если в качестве последнего используется акустооптический модулятор, DSP позволяет эффективно им управлять). Дополнительно к DSP может быть подключен АЦП для контроля напряжения на образце или других параметров эксперимента. Управляющая плата соединена с персональным компьютером, что позволяет применить цифровую камеру со стандартным интерфейсом для регистрации результатов эксперимента (как статических картинок, так и видеоизображений), а так же повысить удобство хранения и обработки данных экспериментов. Общая схема цифровой системы управления показана на рис 2.

Применение описанной методики может позволить наблюдать динамическое поведение микромеханических структур, снимать АЧХ, в случаях исследования мембран измерять зависимость резонансной частоты от начального натяжения. Применение цифровой системы управления позволит воздействовать на объекты сигналами произвольной формы, строго синхронизированными с импульсами освещения объекта, а так же достигнуть высокой степени автоматизации при комплексном исследовании образцов.

Список публикаций:

[1] Голографический интерференционный микроскоп для измерения смещений микрообъектов./ Н.Н. Балан, А.О. Груздев, А.А. Маркилов и др.// Науч. Сессия МИФИ 2003: сб. науч. тр.: В 14 т. М.: МИФИ, 2003, Т.4. С.217-218.

Влияние ограничения нелинейности на структуру бифуркационных диаграмм кольцевого резонатора

Денисов Павел Евгеньевич

Измайлов Игорь Валерьевич

Томский Государственный Университет

Пойзнер Борис Николаевич, к.ф-м.н

785-den@elefot.tsu.ru

В связи с развитием нелинейной оптики, лазерной физики, атмосферной оптики и многих других направлений научных исследований возникает интерес к проблемам оптической обработки информации и скрытой её передачи. Активно изучается самофокусировка лазерного излучения высокой мощности. Существуют различные механизмы самозахватывающей стабилизации, которые отвечают за формирование устойчивых пространственных солитонов. Одними из главных здесь являются насыщение нелинейности и эффекты непараксиальности. Активно ведётся поиск и разработка устройств, которые могли бы решить данные проблемы. На роль одного из таких устройств претендует нелинейный кольцевой резонатор и различные его модификации.

Нелинейный кольцевой резонатор (НКР) представляет собой открытую пассивную оптическую систему (рис. 1), через которую проходит световое излучение. Анализ нелинейной динамики световых полей, циркулирующих в НКР, показал возможность возникновения автоволн, генерации стационарных и движущихся структур, оптической турбулентности, оптического хаоса.

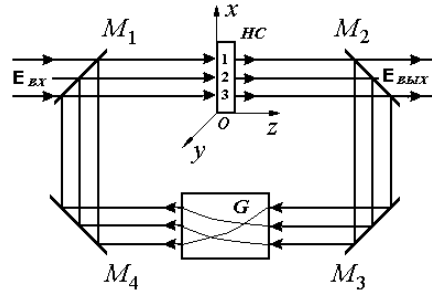


рис.1. Оптическая схема НРК. Стрелками показано направление хода лучей

НРК представляет собой пассивную оптическую систему открытого типа. Эта система содержит 4 зеркала (2 из которых полупрозрачные), жидкокристаллическую нелинейную среду с Керровской нелинейностью. В контуре обратной связи (КОС) НРК находится элемент, осуществляющий крупномасштабные преобразования светового поля. Характер процессов в кольцевом резонаторе обуславливается влиянием нелинейной среды НС, а при заданном уровне её нелинейности – темпом диффузии поляризованных молекул в жидкокристаллической среде. Математической моделью является дифференциальное уравнение, описывающее изменение нелинейного фазового набега $U(\mathbf{r}, t)$ в НРК в приближении геометрической оптики, а также в приближении медленно меняющихся амплитуд, фаз, модуляции положения плоскости поляризации, времени запаздывания поля, медленной релаксации нелинейной части показателя преломления, а также в приближении больших потерь (либо в однопроходовом приближении) и с учётом ограничения (насыщения) нелинейности:

$$\tau_n(r) \frac{\partial U(r, t)}{\partial t} = \frac{n_2(r)}{1 + \frac{|E_{\text{вх.НС}}(r, t)|^2}{I_{\text{sn}}}} \cdot L \cdot k \frac{A_{\text{вх.НС}}^2(r, t) + B_{\text{вх.НС}}^2(r, t)}{2} - U(r, t) + D_e(r) \Delta U(r, t),$$

где

$$\begin{aligned} & \frac{n_2(r)}{1 + \frac{|E_{\text{вх.НС}}(r, t)|^2}{I_{\text{sn}}}} \cdot L \cdot k \frac{A_{\text{вх.НС}}^2(r, t) + B_{\text{вх.НС}}^2(r, t)}{2} = \{K_{ab}(r, r, t) + pK_{ab}(r', r, t - \tau) + \\ & + \gamma \cdot s'(r', t)K_a(r', t - \tau, r, t) \times \\ & \times \cos[(1 + q)\omega\tau + \varphi(r, t) - \varphi(r', t - \tau) + \psi(r, t) - \psi(r', t - \tau)] + \\ & + \gamma \cdot s'(r', t)K_b(r', t - \tau, r, t) \times \\ & \times \cos[(1 - q)\omega\tau + \varphi(r, t) - \varphi(r', t - \tau) - \psi(r, t) + \psi(r', t - \tau)]\}. \end{aligned}$$

Из анализа бифуркационных диаграмм (БД), при выбранном значении коэффициента нелинейности насыщения K_s структура ветвей БД упрощается, что связано с влиянием механизма ограничения нелинейности. Значительно сокращается число неустойчивых ветвей при конкретно заданном значении K_s (рис. 2).

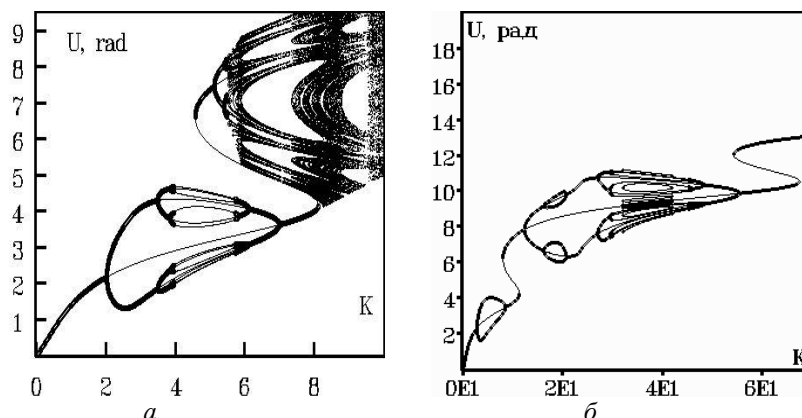


рис.2. Бифуркационная диаграмма на плоскости нелинейный фазовый набег U – параметр нелинейности K при значении параметра бихроматичности $q = 0$, времени запаздывания поля в КОС $\nu = 0$ и значении фазового набега в КОС: $\alpha_e = 5.498$ рад; а - $\Delta = \pi/4$, $K_s = 0$; б - $\Delta = \pi/4$, $K_s = 15$. Тонкими линиями показаны неустойчивые состояния

Из построенных БД видно, что значительные изменения в структуре ветвей проявляются при значительно больших значениях коэффициента нелинейности в нелинейной среде. Кроме этого, при больших значениях бифуркационного параметра (по оси абсцисс) все ветви «сливаются» в одну, которая асимптотически стремится к значению параметра U , равному величине выбранного коэффициента нелинейности насыщения K_s .

К числу задач на будущее относятся: построение математической модели для приближения многопроходности с учётом ограничения нелинейности и исследования бифуркационного поведения при этом случае; исследование нелинейных явлений в НКР, связанных с возможностью формирования оптических солитонов.

Расчет параметров плазмы и скоростей элементарных процессов в активной среде Sr-лазера

Дерябина Елена Анатольевна

Солдатов Анатолий Николаевич, Стебенева Анна Владимировна

Томский Государственный Университет

Солдатов Анатолий Николаевич, д. ф.-м. н

Helen05@rambler.ru

В настоящее время генерация на переходах атома стронция получена на следующих длинах волн: 6.45 мкм, 3.01 мкм, 3.06 мкм, 2.6 мкм, 2.69 мкм и 2.92 мкм (рис. 1). [1–3]. Актуальность теоретических и экспериментальных исследований активной среды импульсно-периодического лазера на парах стронция обусловлена возможностью его применения в медицине (фотоабляция костных тканей), а также возможностью эффективной обработки полиамидных материалов.

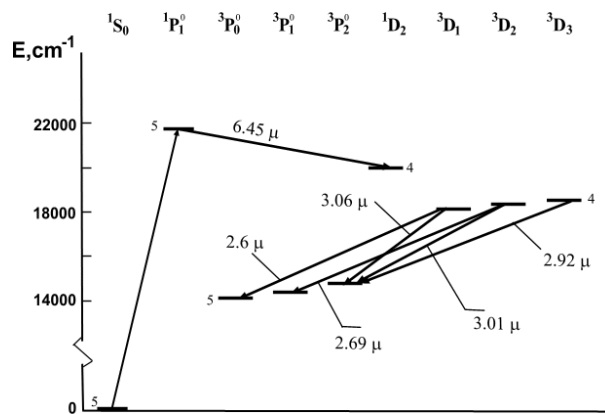


рис.1. Упрощенная схема уровней атома Sr с указанием лазерных переходов.

Целью данной работы является исследование поведения квазиравновесных параметров низкотемпературной плазмы Sr-лазера в условиях пространственно-неоднородной среды. В основе всех расчётов использованы экспериментальные данные, полученные с отпаянным лазером на парах стронция ($\varnothing=15$ мм, $L=50$ см) при типичных условиях накачки. В условиях, что эффективность теплоизоляции вдоль трубки одинаковая, вдоль трубки наблюдалась сильная температурная неоднородность: на торцах – температура стенки $T_w=400$ °С, в то время как в центре она достигала 700 °С. Для расчёта были выбраны четыре наиболее характерные точки вдоль активного объёма (400, 500, 600 и 700 °С). Для данных температурных условий, а также для двух разных энергокладов в трубку (1000 Вт и 1800 Вт) были проведены количественные расчёты и оценки равновесных (предымпulseных) параметров плазмы: концентрации атомов в основном и метастабильном состояниях (N_1 , N_2), температуры газа. Кроме того, учитывалось также и радиальное распределение (по сечению ГРТ) данных величин. Расчёты проведены для генерации на $\lambda=6.45$ мкм и блока уровней с генерацией в области 3 мкм.

Результаты расчётов для температуры газа T_g показали, что наблюдается сильная радиальная неоднородность. При продвижении от стенок трубки к приосевой области температура газа увеличивается на (1000 – 1500) °С в зависимости от энергоклада в трубку; вдоль ГРТ – на (150 – 200) °С. При условии $T_w=700$ °С, T_g на оси составляет 2500 °С и ~ 2000 °С при энергокладах 1800 Вт и 1000 Вт соответственно. Концентрация нормальных атомов стронция (N_1), как показал расчёт, на оси трубки и в пристеночной области отличается в 2 – 2.5 раза; для разных энергокладов их значения для центра трубки отличаются в 1.5 – 2 раза.

Что касается концентрации метастабильных атомов, то тепловое заселение нижнего лазерного уровня $5p\ 3P_2^0$ для генерации в области 3 мкм выше, чем уровня $4d\ 1D_2$ для генерации на длине волны 6.45 мкм. Это объясняется тем, что энергия метастабильного уровня $5p\ 3P_2^0$ для блока 3 мкм равна 1.8 эВ, а энергия метастабильного уровня $4d\ 1D_2$ составляет почти 2.5 эВ. Следовательно, тепловое заселение уровня $5p\ 3P_2^0$ выше, что является негативным процессом, так как повышает порог генерации. Большой порог по заселению метастабильного уровня объясняет то, что с повышением температуры стенки доля генерации на линиях 3.01 мкм и 3.06 мкм существенно снижается и генерация исчезает при превышении $T_w=700$ °С (из экспериментальных наблюдений). Оценка заселённостей метастабильных уровней в результате вынужденного излучения (из эксперимента), показала, что в условиях повышенного энергоклада при определённых температурах (700 °С для линии 6.45

мкм и ~ 540 °С для блока уровней 3 мкм) заселение метастабильных уровней в результате генерации становится сравнимым с тепловым заселением. Для линии 6.45 мкм это значение равно $1.4 \cdot 10^{11}$ см⁻³, для блока уровней 3 мкм – $7 \cdot 10^{10}$ см⁻³ (результаты приведены для приосевой области). Этим объясняется резкое падение генерации на эксперименте при условиях высоких энергокладов в трубку. При продвижении от центра к стенкам концентрация метастабильных состояний в результате теплового заселения уменьшается. На практике это может наблюдаться в виде «кольцевой генерации», когда в пристеночных областях генерация продолжается, а в приосевой части трубки – прекращается.

Далее в работе проведён расчет констант скоростей процессов прямого и ступенчатого возбуждения, а также прямой и ступенчатой ионизации на основе экспериментальных данных [3], полученных с лазером на парах стронция, а также рассчитанных и взятых из литературы данных о сечениях указанных процессов. Расчет показал, что ступенчатые процессы и ионизация по порядку величин констант скоростей сравниваются с константой скорости возбуждения резонансного уровня 5р. Прямая ионизация и возбуждение верхнего блока уровней уменьшают концентрацию невозбуждённых атомов стронция, которые могут принять участие в заселении резонансного уровня. Следует отметить, что прямая ионизация составляет порядка 30% от возбуждения резонансного уровня. Таким образом, в то время как для получения эффективной генерации необходимо эффективно заселять верхний лазерный уровень, указанные процессы приводят к снижению к.п.д лазера и энергии в импульсе.

Список публикаций:

[1] B. –L. Pan, G. Chen, J. –W. Zhong, Z. –X. Yao. *Emission of laser pulses due to transitions from metastable to metastable levels in strontium vapor* // *Appl. Phys. B* 76, 371 – 374 (2003).

[2] Платонов А.В., Солдатов А.Н., Филонов А.Г. Импульсный лазер на парах стронция // *Квантовая электроника*. 1978. Т.5. №1. С.198-201.

[3] A.N. Soldatov, A.G. Filonov, A.S. Shumeiko, A.E. Kirilov, B. Ivanov, R. Haglund, M. Mendenhall, B. Gabella, and I. Kostadinov. *A Sealed-off Strontium-Vapor Laser*, *Proc. VI Int. Conf. "Atomic and molecular pulsed lasers"*, Tomsk, 15 – 19 September, 2003. – P. 103.

Влияние комплексообразования и внутренних напряжений на резонансные явления в оптических спектрах кристаллов сапфира

Дикова Евгения Евгеньевна

Тульский государственный университет

Левин Даниил Михайлович, д.ф-м.н.; Герасимов Валерий Петрович, к.ф-м.н

Dicova@rambler.ru

Реальные кристаллы отличаются от идеализированной модели наличием достаточно многочисленных нарушений регулярного расположения атомов. Дефекты структуры оказывают существенное, порой определяющее влияние на свойства твердых тел.

Объектами исследования в данной работе являются кристаллы $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{4+}$, Fe^{3+} , выращенные методом Вернейля с окислительной атмосферой печи и концентрацией примесных добавок до 1 мас. % из шихты, содержащей особо чистый Al_2O_3 с добавками TiO_2 и Fe_2O_3 с концентрацией до 1 мас. %. Данный метод позволяет

выращивать кристаллы с различными внутренними напряжениями, варьируя скорость роста и концентрации примесных добавок.

Цель работы – определение влияния внутренних напряжений на спектральные характеристики кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Ti}^{4+}, \text{Fe}^{3+}$. Спектры поглощения получены при помощи спектрофотометра СФ-46. В кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Ti}^{4+}, \text{Fe}^{3+}$ примесные комплексы $\text{Ti}^{4+} \dots \text{Fe}^{3+}$ дают очень интенсивные полосы в спектрах поглощения в области 600 нм и при определенных условиях выращивания способствуют созданию сильно неравновесного состояния с инверсной населенностью примесных уровней. Установлено, что обнаруженные ранее в спектрах поглощения резонансы Фано [1-2] существенно зависят от условий выращивания, концентрации примесных добавок и, соответственно, от внутренних напряжений. Данная зависимость является нелинейной, что свидетельствует о наличии некоторой предельной концентрации, при достижении которой возможно возникновение резонансов Фано. Следовательно, можно говорить о сближении ионов в кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Ti}^{4+}, \text{Fe}^{3+}$ под влиянием внутренних напряжений, и комплексообразовании. Наиболее вероятно, что образование примесных комплексов происходит уже в расплаве, об этом также свидетельствуют литературные данные [3].

Проведенные методом Хюккеля квантово-химические расчеты позволили установить структуру примесного комплекса, состоящего из 32 ионов [4]. В данных кристаллах возникает неоднородное зарядовое состояние ионов титана, при некотором значении внутренних напряжений ионы Ti^{4+} переходят в Ti^{3+} и могут участвовать в спиновых взаимодействиях с Fe^{3+} ферро- или антиферромагнитным взаимодействием. Наличие близких уровней энергии в ионах Fe^{3+} и Ti^{3+} , переходы между которыми дают излучение с длиной волны $\lambda = 470$ нм (Fe^{3+}) и $\lambda = 490$ нм (Ti^{3+}) и создает условие для возникновения долгоживущих возбужденных состояний и антирезонанса Фано. Примесные комплексы могут образовываться двух видов – примесномежкузельные (ПМК) и примесновакансионные (ПВК) комплексы в зависимости от условий роста. ПВК являются энергетически более выгодными, чем ПМК, поскольку последние предполагают наиболее вероятное расположение мостиковых ионов O^{2-} в свободных позициях катионной подрешетки. Кристаллы $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Ti}^{4+}, \text{Fe}^{3+}$ с дефектами в виде ПМК находятся в метастабильном состоянии и переходят в более стабильную форму с дефектами в виде ПВК при естественном старении в течение 1 – 1,5 года или после отжига при 800 °С в течение 10 часов. Особенностью спектров поглощения и отражения является то, что проявляющиеся сильные резонансы и антирезонансы Фано, исчезают по мере релаксации напряжений и преобразования структуры примесных комплексов в ходе естественного старения или окислительного отжига. Интенсивность резонансов Фано в спектрах поглощения существенно зависит от направления роста кристалла, что связано с различным формированием примесных комплексов. Резонансы Фано в спектрах поглощения кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Ti}^{4+}, \text{Fe}^{3+}$, выращенных параллельно направлению оси третьего порядка являются более интенсивными и долгоживущими по сравнению с резонансами Фано кристаллов, выращенных перпендикулярно данному направлению. В кристаллах 90 – градусной ориентации релаксация возбужденного состояния происходит быстрее, чем в кристаллах, в которых ось вытягивания параллельна направлению оптической оси. Причиной этого, по-видимому, является блочная структура кристаллов 90 – градусной ориентации, которая образуется в уже выросшей части кристалла под воздействием напряжений в условиях достаточной пластичности и малых величин температурных градиентов.

Как показано в работе [3], блочная структура образуется лишь в том случае, если оптическая ось перпендикулярна направлению роста. При всех других ориентациях блочная структура не образуется. Причиной аномального поведения кристаллов нулевой ориентации кроется, по-видимому, в более высоких значениях напряжений, возникающих в кристаллах только этой ориентации. Варьирование внутренних механических напряжений позволяет изменять расстояние между примесными ионами в комплексах и, соответственно, характер их взаимодействий. По итогам данной работы можно сделать следующие выводы:

1. интенсивность резонансов Фано зависит от концентрации примесных добавок и внутренних механических напряжений нелинейно;

2. примесные комплексы, образующиеся в кристаллах $Al_2O_3: Ti^{4+}, Fe^{3+}$ могут существовать двух видов – ПМК и ПВК;

3. оптимизируя условия выращивания и концентрации примесных добавок, можно получать кристаллы с заданными механическими и оптическими свойствами.

Список публикаций:

[1]. Д.М. Левин, В.П. Герасимов, Ф.Х. Гусейнов, Т.В. Щедрина. Фотоиндуцированное поглощение и просветление в активированных кристаллах сапфира под действием излучения He-Ne лазера. Труды V Международной конференции «Кристаллы: рост, свойства, реальная структура, применение». Александров, ВНИИСИМС, т.1, 2001, с.

[2]. Левин Д.М., Герасимов В.П., Гусейнов Ф.Х., Дикова Е.Е. Влияние механических напряжений на структуру примесно-вакансионных комплексов с переносом заряда в кристаллах $Al_2O_3: Ti^{4+}, Fe^{3+}$, X Межд. конф. Взаимодействие дефектов и неупругие явления в твердых телах: Тезисы докладов. – Тула, 13-15 ноября 2001, с. 36.

[3]. Добровинская Е.Р., Литвинов А.А., Пищик В.В. Связь структурного совершенства с механизмами роста монокристаллов корунда, выращенных различными методами // Известия АН СССР, серия физическая, 1983, т. 47, №2, с. 322-32

[4]. Dicova E.E., Gerasimov V.P., Gerasimov S.V., Gerbutov D.S., Levin D.M. Modeling of the impurity complexes structure with double electron exchange in $Al_2O_3:Ti^{4+}, Fe^{3+}$ crystals. Рост Монокристаллов и теплоперенос. Труды пятой международной конференции в 2-х томах.– Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 2003, Том 2, С. 445-451

Дистанционный контроль углового положения на базе волоконной оптики

Дышлюк Антон Владимирович

Кульчин Юрий Николаевич, Витрик Олег Борисович

Обух Валентин Федорович, Титов Павел Леонидович

Борисов Юрий Сергеевич

Дальневосточный государственный технический университет

Витрик Олег Борисович, д.ф.-м.н

anton_dys@mail.ru

Важнейшей проблемой, возникающей в процессе строительства и эксплуатации широкого круга строительных сооружений, является контроль технического состояния отдельных элементов конструкции или всего сооружения в целом. Одним из наиболее перспективных подходов к решению данной проблемы являются методы волоконной оптики и лазерной интерферометрии, среди основных достоинств которых – возможность удаленных измерений, минимальные массогабаритные показатели

измерительных и коммуникационных элементов, полная нечувствительность к электромагнитным помехам, возможность мультиплексирования чувствительных элементов и вывода результатов измерений на единый компьютерный терминал. Однако большинство разработанных к настоящему времени интерферометрических и других волоконно-оптических измерительных преобразователей (датчики на основе интерферометров Маха-Цендера, Фабри-Перо, датчики на основе Брегговских решеток и т.п.) предназначены для контроля относительных параметров, определяющих безопасность эксплуатации строительных сооружений (относительные угловые и линейные перемещения, относительные параметры деформаций и т.п.). При использовании таких элементов для измерения абсолютных величин, например, абсолютного углового положения колон, элементов каркаса, опорных стенок погрешность измерений может накапливаться со временем, что приводит к искажению результатов оценки технического состояния исследуемой конструкции. Поэтому целью настоящей работы явилась разработка прецизионного волоконно-оптического метода дистанционного контроля абсолютного угла наклона элементов строительных сооружений.

В основе предлагаемого метода лежит амплитудный волоконно-оптический измерительный преобразователь (ИП) абсолютного угла наклона. Принцип действия ИП основан на изменении углового положения свободно подвешенной непрозрачной шторки, частично перекрывающей световой поток при наклоне корпуса чувствительного элемента. Результаты измерения выходного оптического сигнала ИП в зависимости от угла его наклона представлены на рис. 1. Пределы измерения по углу составляют $0^{\circ} \div 5^{\circ}$ и могут быть увеличены незначительным изменением конструкции

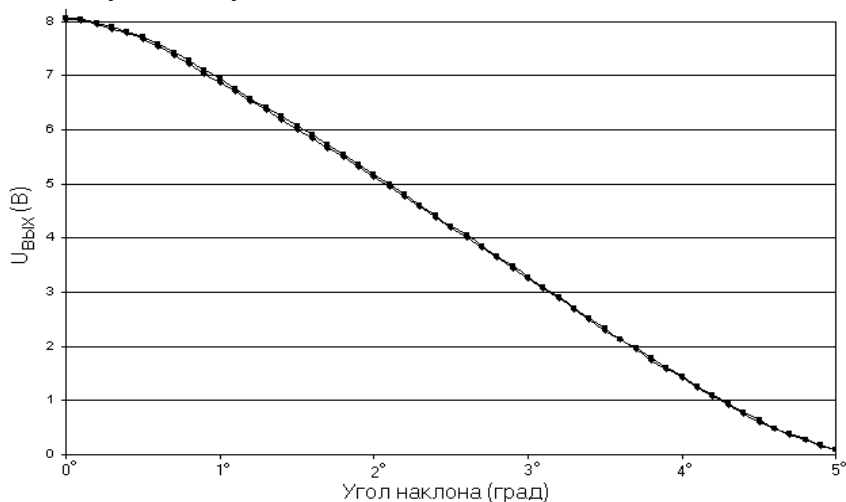


рис. 1.

чувствительного элемента.

Для обеспечения возможности помехоустойчивых удаленных измерений оптическое излучение в чувствительный элемент и его выходной сигнал передаются по волоконно-оптическому кабелю, обладающему низким уровнем потерь оптической мощности. Для уменьшения погрешности измерения и увеличения механической помехоустойчивости ИП шторка вместе с подвесом помещена в вязкую оптически прозрачную жидкость. Разработан также комплекс периферийной электроники, обеспечивающий высокий уровень подавления шумов и сопряжение измерительной системы с персональным компьютером. Предпринятые меры позволили достичь

следующих характеристик измерительного устройства: динамический диапазон – 90дБ, пороговая чувствительность – 0,005⁰.

Для обеспечения долговременной повторяемости измерительной характеристики чувствительного элемента разработан метод стабилизации чувствительности ИП, основанный на сравнении результатов измерений от двух измерительных каналов интегрированных в едином чувствительном элементе.

Высокая чувствительность и стабильность разработанного метода дистанционного мониторинга абсолютного углового положения позволяют создавать на его основе высокоточные измерительные комплексы для контроля безопасности эксплуатации строительных сооружений.

Влияние температуры почвы на хроматическую дисперсию в дальних ВОЛС

Кловач Евгений Михайлович

Губанков Данила Александрович

Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова

Наний Олег Евгеньевич

klovatch@rambler.ru

Как правило, дальние волоконно-оптические линии связи находятся на глубине 0.5-1.5 метра и простираются на несколько тысяч километров. На этих глубинах, дневные колебания температуры почвы пренебрежимо малы. Однако сезонные изменения температуры почвы весьма значительны и изменяются от региона к региону, в зависимости от местных факторов таких, как климат, тип почвы содержание влаги, теплоемкость почвы, температурная проводимость и снежный покров. Для России максимальные изменения температуры достигают 50-60°C.

Для оценки сезонных колебаний температуры приходится полагаться на измерения, проводимые метеорологическими службами на всей территории России.

Зависимость хроматической дисперсии от температуры

Для того, что бы определить конкретные величины проводят лабораторные исследования, в которых получают действительные значения величин хроматической дисперсии в оптическом волокне при заданных температурах. Имея эти экспериментальные данные можно заранее ожидать конкретные значения дисперсии и соответствующе настроить компенсаторы.

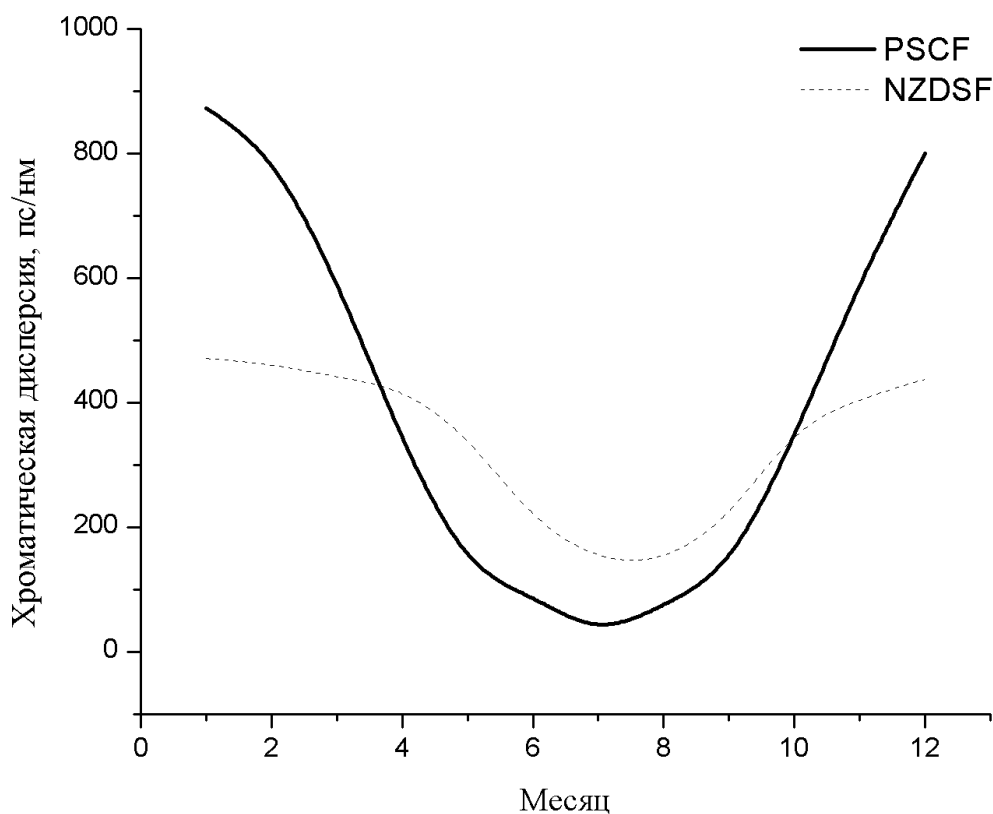
Метод измерения температурной зависимости хроматической дисперсии

Для измерения хроматической дисперсии используются коммерческие версии измерителей хроматической дисперсии такие, как Agilent HP83467A, «Радуга» или FD440 EXFO тестируемое волокно помещается в промышленный термостат в то время, как оба конца волокна выводятся наружу и подключаются к измерительной аппаратуре. Каждый исследуемый отрезок волокна имеет длину порядка 10-50 километров и намотан на катушки диаметром в 280 мм. Диапазон температур варьируется от -10°C до 50°C. Для того, что бы исследуемое волокно имело одну и ту же температуру по всей длине, катушку с волокном держат в термостате в течении нескольких часов при

фиксированной температуре (не менее 2 часов). Групповая задержка меряется в диапазоне от 1500 до 1585 нм с шагом в 1нм. Посчитано, что точность измерений для хроматической дисперсии выше, чем 0,01пс/нм/км.

Исходя из результатов наблюдений температуры и результатов полученных в лабораторных экспериментах можно достаточно точно предсказывать величины хроматической дисперсии. На основе данных полученных из статьи *A.Walter, G.Shaefer. Chromatic Dispersion Variations in Ultra-Long-Haul Transmission Systems Arising from Seasonal Soil Temperature Variations, in OFC 2002*, а также из проведенного эксперимента были посчитаны температурные вариации хроматической дисперсии для волоконно-оптической линии связи компании «Ростелеком» Москва – Владивосток.

На графике приведены абсолютные величины расчетных среднегодовых отклонений хроматической дисперсии для различных типов волокон.



Выводы

Как видно из представленных графиков, имея полные данные о средних температурах, типе используемого волокна и конфигурации трассы, можно с большой степенью точности прогнозировать вариации хроматической дисперсии и компенсировать их.

Симметричный сравнительный анализ экспериментального и расчетного колебательного спектра кристалла $\text{K}\text{Pb}_2\text{Cl}_5$.

Крылова Светлана Николаевна

Исаенко Л. И., Елисеев А. И., Шебанин А. П., Замкова Н. Г., Зиненко В. И.

Институт физики им. Л.В Киренского СО РАН

Втюрин Александр Николаевич, д.ф.-м.н

slanky@iph.krasn.ru

Галогениды тяжелых металлов привлекают внимание как возможные активные среды для длинноволновых лазеров. Это обусловлено низкоэнергетическими фононными спектрами, которые являются результатом малой вероятности безызлучательных переходов.

Уже первые исследования этих систем показали возможность получения на них генерации излучения на нескольких линиях в крайне актуальном сегодня диапазоне 2-10 мкм [1]. Однако практическое применение этих систем натолкнулось на сложности, связанные со слабой изученностью этого семейства кристаллов. Окно прозрачности определяется колебательным спектром кристалла, который до сих пор не изучен. Целью данной работы стало изучение одного из члена семейства $\text{Me}^+\text{Pb}_2\text{Hal}_5$ - кристалла $\text{K}\text{Pb}_2\text{Cl}_5$. А именно - исследование спектра комбинационного рассеяния кристалла $\text{K}\text{Pb}_2\text{Cl}_5$, интерпретация спектра в рамках первопринципной модели динамики решетки.

Кристаллическая структура $\text{K}\text{Pb}_2\text{Cl}_5$ характеризуется моноклинной сингонией. Разложение колебательного представления группы симметрии моноклинной фазы ($\text{P}21/\text{c}$, $Z=4$) на неприводимые в центре зоны Бриллюэна для $\text{K}\text{Pb}_2\text{Cl}_5$ имеет вид:

$$\Gamma = 24A_g (xx, yy, zz, xy, yx) + 24B_g (xz, yz, zx, zy) + 24A_u + 24B_u, \quad (1)$$

где в скобках показаны компоненты тензора комбинационного рассеяния, в которых активны соответствующие колебания.

Частоты колебаний решетки, полученные экспериментально и вычисленные при помощи беспараметрического метода отличаются примерно на 10%.

Получены и интерпретированы поляризованные спектры комбинационного рассеяния кристалла $\text{K}\text{Pb}_2\text{Cl}_5$ при комнатной температуре. Выполнена теоретическая интерпретация спектров в рамках модели, основанной на приближении Гордона-Кима. Первопринципный метод расчета равновесных свойств позволяет проводить такие расчеты для достаточно сложных структур, включающих десятки структурных единиц в элементарной ячейке. Вычисленные колебательные спектры проанализированы с использованием приближения теории операторов проектирования. Самая высокочастотная мода ($\omega = 161.7 \text{ см}^{-1}$) комбинационного рассеяния представлена на (рис.1). Этому колебанию соответствуют в большей степени колебания ионов хлора. Следует отметить, что тяжелые катионы вносят заметный вклад в колебание. Такое явление связано с низкой симметрией решетки.

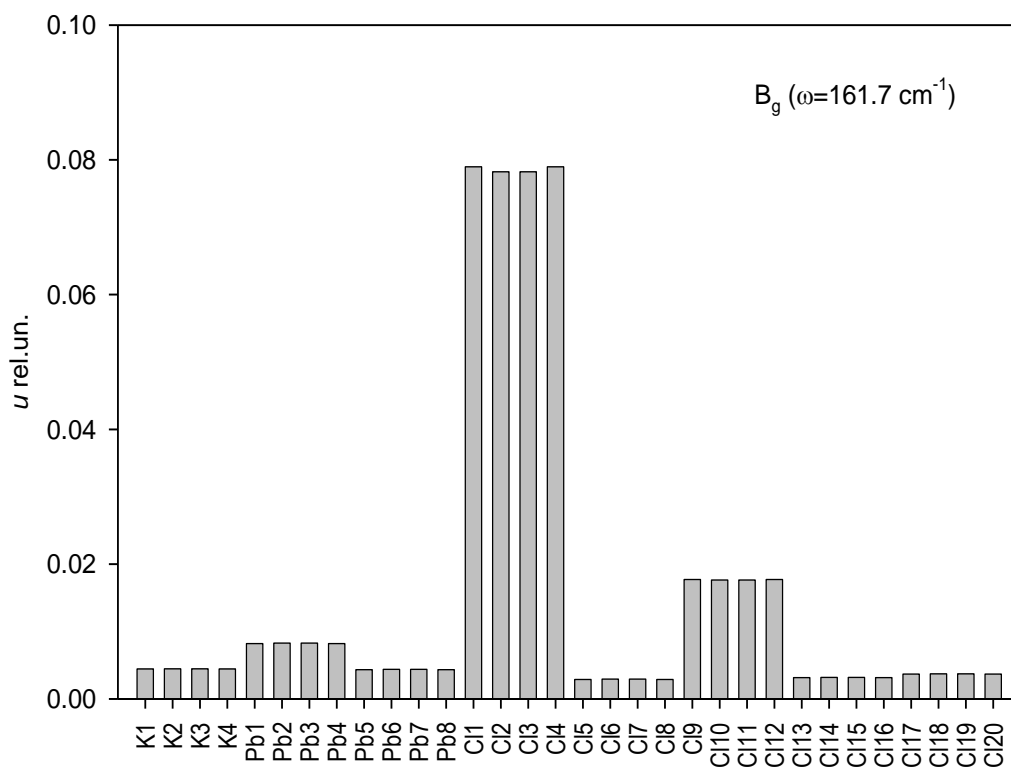


рис.1. Относительная амплитуда колебаний ионов высокочастотной моды.

Получено хорошее качественное согласие вычисленных и экспериментальных спектров. Полученные результаты обеспечивают фундамент создания ИК акусто-оптических элементов на основе этого кристалла.

Список публикаций:

[1] Isaenko L., Yelisseyev A., Tkachuk A., Ivanova S., Vatnik S., Merkulov A., Payne S., Nostrand M., Page R. New laser crystals based on KPb_2Cl_5 for IR region. - *Materials Science and Engineering*, B81, 2001, p.188-190

Разработка лазерной системы на длине волны $\lambda=6.456$ мкм для абляции полиамида

Кузнецова Анна Викторовна

Солдатов Анатолий Николаевич, Филонов Александр Григорьевич, Ермолаев Александр Петрович

Томский Государственный Университет

Солдатов Анатолий Николаевич, д.ф.-м. н

general@tic.tsu.ru

Импульсная лазерная абляция является эффективным методом обработки поверхности материалов. Высокие скорости нагрева и охлаждения, возможность сканирования сфокусированного излучения по поверхности позволяют проводить определенные технологические операции такие как, например, напыление тонких пленок, резка при минимальном повреждении краев обрабатываемого материала и т.д. В этом процессе энергия лазерного излучения необходимой плотности, направленная на мишень, приводит к испарению вещества с образованием плазмы. В настоящей работе разработана лазерная система на длине волны 6,45 мкм для абляции полиамидов предназначенная для обработки полиамидных материалов. Используемая длина волны

соответствует длине волны поглощения излучения деформационной модой амида II, другими словами является одной из характеристических полос амидных групп – NH-CO, входящих в состав полиамидов. В связи с этим в качестве источника лазерного излучения был выбран отпаянный лазер на парах стронция [1], поскольку его основная генерационная линия составляет 6.456 мкм. При чем длительность импульсов (50нс) и соответствующая импульсная мощность (4кВт) позволяют предполагать, что абляция с использованием лазера на парах стронция возможна.

При разработке лазерной системы, прежде всего, встал вопрос о качестве фокусировки, поскольку за счет острой фокусировки излучения возможно получение больших плотностей энергий, что очень важно для абляции. Проблема фокусировки была частично решена посредством использования в конструкции лазера неустойчивого резонатора. В наших экспериментах использовался конфокальный неустойчивый резонатор. База резонатора составляла 90см. Резонатор состоял из сферического зеркала с радиусом кривизны 2.2м и выходного зеркала радиусом кривизны 0.1м и диаметром 1.5мм, при этом увеличение резонатора составило $M=22$ ($M=f_1/f_2$, где f_1 и f_2 – фокусные расстояния вогнутого высокоотражающего зеркала и выходного зеркала, соответственно). При данной конфигурации резонатора наиболее просто получить расходимость пучка близкую к дифракционной. Для того чтобы ускорить формирование дифракционно-предельного пучка, желательно использовать резонатор с максимально возможным увеличением M . С другой стороны, увеличение M приводит к увеличению резонаторных потерь и уменьшению выходной энергии. Таким образом, существует оптимальная величина увеличения резонатора, которая зависит от конкретной области применения. Используемая нами в данном случае конфигурация резонатора обеспечивает расходимость лазерного излучения 1мрад, таким образом, возможно фокусирование излучения в пятно диаметром до 20мкм.

Созданная лазерная система на основе лазера на парах стронция работает следующим образом: излучение в лазерном активном элементе формируется неустойчивым резонатором; средняя мощность излучения фиксируется калориметрическим измерителем мощности ИМО – 2; для регистрации импульсов тока используется низкоомный шунт, напряжение регистрируется с помощью делителя, сигналы подаются на осциллограф С1 –75; форма импульсов генерации регистрируется фотоприёмником ФСГ – 22; распределение интенсивности излучения по сечению пучка определяется с помощью ограничивающей диафрагмы диаметром 1мм; расходимость излучения оценивается по диаметру его пятна в фокальной плоскости зеркала с фокусным расстоянием 5 м; излучение фокусируется линзой с фокусным расстоянием 75мм, после чего оно попадает на мишень из полиамида, закрепленную на вращающемся диске двигателя.

Были проведены предварительные эксперименты по данной схеме. Получены следующие результаты: ширина резки полиамида составила 80 – 100 мкм. В свою очередь зона термического повреждения (зона оплавления и обгорания) была на порядок меньше ширины разреза. Глубина реза доходила до 0,05мм. Этого удалось достичь путем многократного облучения мишени, т.е. в одну точку мишени попадало от 3 до 5 импульсов.

В данном случае под абляцией мы предполагали быстрое взрывчатое испарение вещества мишени. В процессе микровзрыва рвутся на части макромолекулы полиамида, которые и испаряется. Недостатком в нашем случае является режим

многоимпульсной абляции, поскольку облако осколков, которое выбрасывается как результат абляции, при последующем облучении поглощает падающее излучение. В заключении отметим, что данная система предполагает получение абляции любого полиамида, так как полоса Амид II, лишь незначительно связанная с колебаниями углеводородных сегментов скелетной цепи, не различается для отдельных полиамидов (если не принимать во внимание влияние конформаций), и поглощение излучения данной длины волны велико. Кроме того, длина волны данного лазера соответствует длине волны поглощения излучения не только деформационной модой амида II, но и воды. Причем оба этих вещества являются основными составными частями тканей живых организмов. Благодаря этой уникальной особенности поглощения излучения тканями возможна лазерная абляция на $\lambda=6.45$ мкм при минимальных повреждениях окружающих тканей. Однако для внедрения данной системы в медицинскую практику необходимо реализовать режим одноимпульсной абляции, поскольку в этом случае значительно сокращаются побочные эффекты.

Список публикаций:

[1] A.N. Soldatov, A.G. Filonov, A.S. Shumeiko, A.E. Kirilov, B. Ivanov, R. Haglund, M. Mendenhall, B. Gabella, and I. Kostadinov. A Sealed-off Strontium-Vapor Laser, Proc. VI Int. Conf. "Atomic and molecular pulsed lasers", Tomsk, 15 – 19 September, 2003. – P. 103.

Емкостные измерения разрывов зон в гетероструктурах с напряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs

Кучерова Ольга Владимировна

Кузнецова Анастасия Николаевна

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

Соломонов Александр Васильевич, проф., д.ф.-м.н

Зубков Василий Иванович, доц., к.ф.-м.н

ovkucherova@mail.eltech.ru

Напряженные квантовые ямы и квантовые точки InGaAs/GaAs привлекают огромный интерес в настоящее время в качестве активных слоев для применения в микро- и оптоэлектронных приборах. Гетероструктуры с напряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs используются как активные области мощных полупроводниковых лазеров для излучения с длинами волн в диапазоне 880...1060 нм, в телекоммуникационных системах передачи информации, а также в СВЧ-транзисторах с высокой подвижностью электронов (HEMT-транзисторы).

Основным параметром полупроводниковой гетероструктуры является величина разрыва энергетических зон на гетерогранице. Разрыв зон в существенной степени контролирует электронные состояния в гетероструктурах и, следовательно, выходные параметры готовых полупроводниковых приборов. Определение разрывов энергетических зон различных полупроводниковых пар является важной задачей, как с точки зрения их теоретического изучения в физике полупроводников, так и с точки зрения их практического применения в наноэлектронике. Несмотря на интенсивные исследования в течение последних 30 лет, существуют серьезные трудности в получении экспериментальных данных по разрывам зон. Более того, интерпретация

этих данных также представляет существенные затруднения. Это приводит к большому разбросу в имеющихся в литературе данных.

Для гетеросистемы InGaAs/GaAs, несмотря на ее практическую важность и большое количество выполненных в последние годы экспериментальных работ, не существует ясной картины о зависимости величины разрывов зон от состава. Различные источники дают величины относительного разрыва зоны проводимости в диапазоне 35...84%. Необходимо отметить важное значение возникающих на гетеропереходе механических напряжений, если постоянные решетки спрягаемых материалов существенно различаются. В гетероструктурах с тонкими квантово-размерными слоями InGaAs наличие деформационного потенциала приводит к дисторсии кубической элементарной ячейки эпитаксиального слоя, что существенно модифицирует энергетический спектр, в том числе изменяется ширина запрещенной зоны, величины разрывов энергетических зон на гетеропереходе, а также подвижность свободных носителей. Соответственно, изменяются электрические характеристики приборов на их основе.

На сегодняшний день емкостная спектроскопия зарекомендовала себя как эффективный инструмент изучения поведения носителей заряда в гетероструктурах, квантовых ямах и других системах пониженной размерности. При адекватной математической обработке она дает уникальную количественную информацию о качестве гетерограниц, концентрации носителей заряда и их распределении по энергетическим подзонам.

В ходе выполнения работы на основе модели идеального твердого тела (model-solid theory) проведен расчет параметров зонной структуры псевдоморфных упруго напряженных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с учетом влияния деформационного потенциала, в том числе, определено изменение положений потолка валентной зоны, дна зоны проводимости, зависимость ширины запрещенной зоны и разрывов энергетических зон от состава. В данной работе модель идеального твердого тела распространена для полупроводниковых квазибинарных твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ при различных температурах. Параллельно с помощью моделей энергетического баланса Пипла-Бина и механического равновесия Мэтьюса-Блэкли рассчитаны критические толщины гетероэпитаксиальных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs, рассогласованных по периоду кристаллической решетки.

Затем проведены измерения вольт-фарадных характеристик тестовых гетероструктур с набором одиночных псевдоморфно выращенных напряженных квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в диапазоне составов ($0 < x < 0.3$) и при различных температурах. Измерения выполнены с помощью автоматизированной установки емкостной спектроскопии, реализованной в технологии “виртуальных инструментов” LabVIEW на базе цифрового емкостного моста и встраиваемых в персональный компьютер плат сбора данных.

На основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона и осуществлена подгонка экспериментальных и расчетных профилей концентрации и определены разрывы энергетических зон.

Сравнение величин разрывов зоны проводимости, полученных в результате моделирования экспериментальных вольт-фарадных характеристик и теоретически рассчитанных с использованием модели идеального твердого тела, показало, что они

достаточно хорошо согласуются друг с другом. Использованная модель может применяться для дальнейших вычислений.

Так же с помощью численных расчетов, реализованных с помощью LabVIEW, получены зависимости положения уровней квантования для исследуемых составов и толщин активного слоя квантовой ямы (6...15 нм), при изменении приложенного обратного смещения (0...-8 В). При увеличении доли индия в твердом растворе растет разрыв зоны проводимости, в результате чего связанный уровень оказывается глубже. В более широких ямах уровень также заглубляется. Связанное состояние оказалось более чувствительным к изменению состава твердого раствора, чем к изменению ширины квантовой ямы. Увеличение прикладываемого обратного смещения не меняет положение связанного уровня примерно до -2,5 В, после этого значения уровень поднимается и при -5 В изгиб зон становится настолько сильным, что уровень уходит в континуум.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № А03-3.15-161 Мин-образования РФ для поддержки научно-исследовательской работы аспирантов ВУЗов.

Оптическое декодирование последовательности импульсов

Кытманов Антон Валерьевич

Толмачев Юрий Александрович, Фроленкова Мария Валерьевна

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Толмачев Юрий Александрович, д.ф.-м.н

anti_tenzor@mail.ru

Применение импульсного метода анализа работы дифракционных систем к исследованию зонной пластинки [1, 2] показало существование возможности фокусировки с помощью специальным образом подобранного транспаранта заранее известной последовательности ультракоротких импульсов в точку (в волновом смысле этого понятия). Данная работа показывает один из возможных путей реализации процесса фокусировки, основанный на принципах дельта-голографии [3, 4], и специфические особенности структуры поля в окрестности точки фокуса.

В качестве примера фокусировки рассмотрим серию одинаковых эквидистантных и не перекрывающихся плоских волновых импульсов $f(t)$, удовлетворяющих коду Баркера В₇, состоящему из семи элементов. Представим последовательность в виде:

$$V(t) = f(t) \otimes \sum_{k=1}^7 (-1)^b \delta(t - k\Delta t), \quad (1)$$

где символом \otimes обозначена операция свертки, $b = 0$ или 1 в соответствии с кодом и величина Δt больше продолжительности одного импульса.

Поскольку процесс дифракции суть линейное преобразование структуры поля падающей волны транспарантом, для того, чтобы найти поле за экраном, достаточно решить ее для кодовой последовательности дельта-импульсов и затем вычислить свертку результата с $f(t)$. Задачу фокусировки волны транспарантом можно рассматривать как воспроизведение голограммы соответствующего точечного источника. При взаимодействии сферической и плоской дельта-волн зона их

перекрытия проходит по бесконечно-тонкому параболюиду вращения с фокусом в центре сферической волны. Следовательно, если поместить *тонкую* плоскую регистрирующую среду перпендикулярно оси, проходящей через источник нормально к плоской волне, то полученная голограмма будет бесконечно-тонкой круговой щелью. Соответственно, кодовая голограмма будет системой таких концентрических щелей, знак пропускания которых есть +1, или -1 в соответствии с выбранным кодом.

Для того, чтобы сфокусировать излучение (т. е. сформировать действительное изображение точечного источника), следует обратить во времени последовательность плоских волн и осветить ею подготовленный транспарант.

При дифракции на тонком кольце сигнал на оси симметрии преобразуется в свою производную и приближенно равен

$$\tilde{f}(z_0, t) \approx \frac{2ac}{z_0\pi} \delta'(z_0 - \sqrt{(ct)^2 - a^2}) \quad (2)$$

где a – радиус кольца, z_0 - координата вдоль оси симметрии, отсчитанная от кольца, c – скорость света.

Каждое из 7 колец сформирует на оси симметрии 7 максимумов, при этом скорости их движения различаются, как это следует из формулы (2). Упомянутые 49 точек будут распространяться вдоль оси и каким-то сложным образом накладываться друг на друга. Однако, благодаря соотношению радиусов колец на транспаранте и автокорреляционным свойствам кода Баркера, существует единственная точка на оси в которой сигналы складываются с усилением. Если сфокусировать сигнал на большом расстоянии от транспаранта, то амплитуда сигнала в точке фокуса будет примерно в 7 раз превосходить амплитуду поля в любой другой точке, что дает разницу в 49 раз по интенсивности. Использование более длинного кода даст еще больший контраст. От последовательности требуется только, чтобы ее автокорреляционная функция имела единственный максимум.

Эти результаты были проверены численными вычислениями. Моделирование процесса дифракции плоских гауссовых импульсов на системе колец показало появление хорошо локализованного во времени и пространстве максимума в центре исходной сферической волны. Как и ожидалось, контраст по интенсивности составил почти 50 раз, а протяженность фокуса равна ширине гауссова импульса.

Список публикаций:

- [1] M. V. Frolenkova, Yu. A. Tolmachev, *Fresnel lens for the ultrashort pulse focusator, Technical Digest, II International Conference on Laser Optics for Young Scientists, June 30 – July 4, 2003, St. Petersburg*
- [2] М. В. Разманова, Ю. А. Толмачев. Анализ взаимодействия зонной пластинки с плоской волной импульсным методом. *Вестник СПбГУ. Сер. 4. Физика, химия. 2003. Вып. 1 (№4). С. 22-29.*
- [3] Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. Применение временного кодирования в дельта-голографии. *Оптика и Спектроскопия. 1997, т.82, №4, с. 679-682.*
- [4] Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. Голография с помощью волновых процессов с нулевой длительностью когерентности. *Оптика и Спектроскопия. 1997, т.83 No 5, с. 824-831.*

Дифракция ультракороткого импульса на кольцевой диафрагме

Кытманов Антон Валерьевич

Толмачев Юрий Александрович, Фроленкова Мария Валерьевна

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Толмачев Юрий Александрович, д.ф.-м.н

anti_tenzor@mail.ru

Разработанный метод анализа поля дифракции ультракороткого импульса в рамках приближения Кирхгофа удобен не только при аналитическом исследовании основных характеристик рассеянной волны, но и при численных расчетах поля в ближней и дальней зоне дифракции. Простота полученных алгебраических выражений, описывающих дифракцию волн на структурах элементарной симметрии, позволяет существенно ускорить такие расчеты при сохранении их высокой точности. Данная работа содержит пример применения одного из возможных вариантов техники расчета в применении к задаче дифракции дельтаобразного импульса на бесконечно-узком кольце. Полученные результаты могут быть применены затем для исследования дифракции любого по форме импульса на кольцевой диафрагме.

Рассмотрим дифракцию плоской волны вида $\delta(t - z/c)$ на прозрачном кольце конечной ширины. Пусть плоскость кольца совпадает с плоскостью (x, y) , а центр его лежит в начале координат. Используя соотношения, полученные в наших работах, можно показать, что для области тени (для тонкого кольца это подавляющая часть пространства за экраном) импульсный отклик V имеет вид (1).

$$\begin{aligned} V(x_0, z_0, t) = & -\frac{1}{2\pi} \left[1 + \frac{z_0}{ct} \right] \times \\ & \times \frac{ct(c^2t^2 + a_1^2 - x_0^2 - z_0^2)}{(c^2t^2 - z_0^2) \sqrt{(-c^2t^2 + (a_1 - x_0)^2 + z_0^2)(-c^2t^2 + (a_1 + x_0)^2 + z_0^2)}} \times \\ & \times \left[\Theta(\sqrt{z_0^2 + (x_0 + a_1)^2} - ct) - \Theta(\sqrt{z_0^2 + (x_0 - a_1)^2} - ct) \right] + \\ & + \frac{1}{2\pi} \left[1 + \frac{z_0}{ct} \right] \times \\ & \times \frac{ct(c^2t^2 + a_2^2 - x_0^2 - z_0^2)}{(c^2t^2 - z_0^2) \sqrt{(-c^2t^2 + (a_2 - x_0)^2 + z_0^2)(-c^2t^2 + (a_2 + x_0)^2 + z_0^2)}} \times \\ & \times \left[\Theta(\sqrt{z_0^2 + (x_0 + a_2)^2} - ct) - \Theta(\sqrt{z_0^2 + (x_0 - a_2)^2} - ct) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

где a_1, a_2 - внутренний и внешний радиусы кольца соответственно, (x_0, z_0) - координаты точки наблюдения, Θ - ступенчатая функция Хевисайда.

Поле имеет вид суммы двух тороидальных расходящихся волн и в любой точке пространства сигнал ограничен во времени.

В пределе при $a_1, a_2 \rightarrow a$ структура поля кольца при малых углах дифракции ($\varphi \approx x_0/z_0 \neq 0$) несколько упрощается. Вводя переменную $T = c\tau$, где τ — время, отсчитанное от середины интервала существования отклика, получаем:

$$h(\varphi \neq 0, z_0, T) = \frac{\partial V}{\partial a} \approx \frac{c}{\pi} \cdot \left(\frac{a}{z_0}\right) \cdot \frac{T}{\left[(a\varphi)^2 - T^2\right]^{3/2}} \left[\Theta(T + a\varphi) - \Theta(T - a\varphi)\right] - \frac{c}{\pi} \cdot \frac{1}{\varphi \cdot z_0} \cdot \frac{T}{\left[(a\varphi)^2 - T^2\right]^{1/2}} \cdot \left[\delta(T + a\varphi) - \delta(T - a\varphi)\right] \quad (2)$$

Качественно эта функция показана на (рис. 1).

В связи с тем, что полученная формула содержит, неожиданно, помимо обычных разрывных функций две дельта-функции, нами было проведено численное моделирование формирования отклика бесконечно-узкого кольца на гауссов импульс.

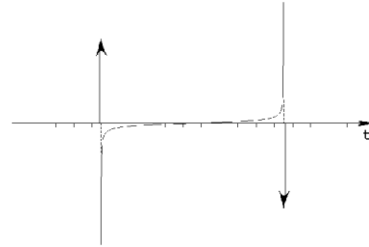


рис. 1. Качественный вид импульсного отклика тонкого кольца.

Численное моделирование базировалось на импульсном отклике точечного отверстия (3), для которого возможен переход к реальным сигналам.

$$h_0 = \frac{z_0}{r^3} \delta\left(t - r/c\right) + \frac{1}{cr} \left[1 + \frac{z_0}{r}\right] \delta_t\left(t - r/c\right), \quad (3)$$

где r — расстояние до точки наблюдения от точки дифракции, $z_0 = r \cos \varphi$ и $\delta_t \equiv \frac{\partial \delta}{\partial t}$.

Точечные источники были хаотически распределены по кольцу единичного радиуса и их число выбрано таким, чтобы среднее расстояние между ними стало меньше ширины гауссианы.

Импульсный отклик кольца непосредственно на оси z имеет еще более простую форму (4). Численные вычисления подтвердили эти результаты.

$$h(0, z_0, t) \approx \frac{2ac}{z_0\pi} \delta'\left(z_0 - \sqrt{(ct)^2 - a^2}\right) \quad (4)$$

Таким образом формула (1) предоставляет в распоряжение исследователя аппаратную функцию кольца в области тени и позволяет находить дифрагированную волну для любого реального сигнала с помощью единственной операции свертки. В то же время формулы (2) и (4) решают эту задачу для двух других более простых частных случаев геометрии задачи.

Применение нелинейного кольцевого зеркала для оптической регенерации сигнала в волоконно-оптических линиях связи

Латкин Антон Иванович

Якасов Алексей Васильевич

Новосибирский государственный университет

Федорук Михаил Петрович, д.ф.-м.н

a.i.latkin@ngs.ru

Использование дисперсионно-управляемых импульсов для передачи данных по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС) с периодически изменяющимся знаком дисперсии позволяет увеличить их быстродействие. Основными факторами, ограничивающими быстродействие ВОЛС, являются вносимые усилителями шумы и взаимное влияние каналов, которые приводят к искажению формы передаваемых импульсов. Для восстановления формы импульсов используются регенераторы. Актуальной проблемой является создание чисто оптических регенераторов с высоким быстродействием.

В качестве таких устройств могут выступать интерферометры, построенные на основе оптического волокна, например, нелинейное оптическое кольцевое зеркало (НОКЗ), являющееся оптоволоконным аналогом интерферометра Саньяка и состоящее в простейшем случае из оптического соединителя и петли сильно нелинейного оптического волокна. Благодаря нелинейной передаточной характеристике НОКЗ может «очищать» сигнал и восстанавливать его форму. В работах [1, 2] было показано, что встроенное в линию НОКЗ может работать как полностью оптический регенератор импульсов.

Нами выполнено численное моделирование конкретной конфигурации ВОЛС, отдельная секция которой состоит из попеременно чередующихся участков стандартного одномодового и дисперсионно компенсирующего волокон (Рис. 1). Показано, что использование встроенного НОКЗ, расположенного через несколько периодических секций, приводит к формированию устойчивых автосолиitonных режимов. Установлены области существования автосолиitonных решений в зависимости от параметров линии.

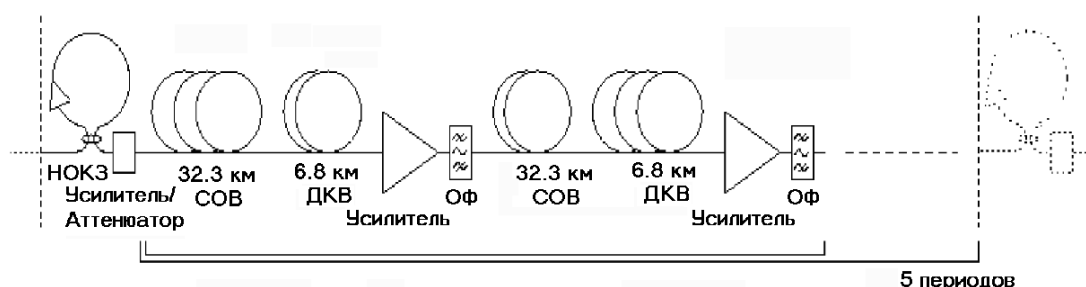


рис. 1

Распространение сигнала по ОВ описывается обобщенным нелинейным уравнением Шредингера (ОНУШ):

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} + \gamma(z) A(z,t) = i \sigma(z) |A(z,t)|^2 A(z,t), \quad (1)$$

где $A(z,t)$ – медленно меняющаяся огибающая импульса, $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$ – величина, пропорциональная коэффициенту дисперсии групповой скорости, $\gamma(z)$ – коэффициент затухания, $\sigma(z)$ – коэффициент нелинейности. Для решения этого уравнения использовался метод расщепления по физическим процессам на линейную и нелинейную части. Линейная часть уравнения решалась методом Фурье с использованием быстрого преобразования Фурье.

Также выполнено численное моделирование конфигурации ВОЛС, где компенсация потерь в волокне осуществляется, в основном за счет рамановского усиления (обратной накачки). После каждого типа волокна стоит свой накачивающий лазер. В этой линии проводился эксперимент (в Aston University, Birmingham, UK) и было показано, что добавление НОКЗ позволяет значительно увеличить расстояние, на которое передается сигнал. На графике приведена рассчитанная зависимость максимального по секции значения Q -фактора (величины, характеризующей коэффициент ошибки в линии, большие значения Q соответствуют меньшему числу ошибок) от расстояния, для линии с НОКЗ (сплошная кривая) и без НОКЗ (пунктирная кривая). Критическое значение $Q=6$ соответствует коэффициенту ошибки $BER = 10^{-9}$ (Рис. 2). Передача данных осуществлялась в одном канале на скорости 40 Гб/с.

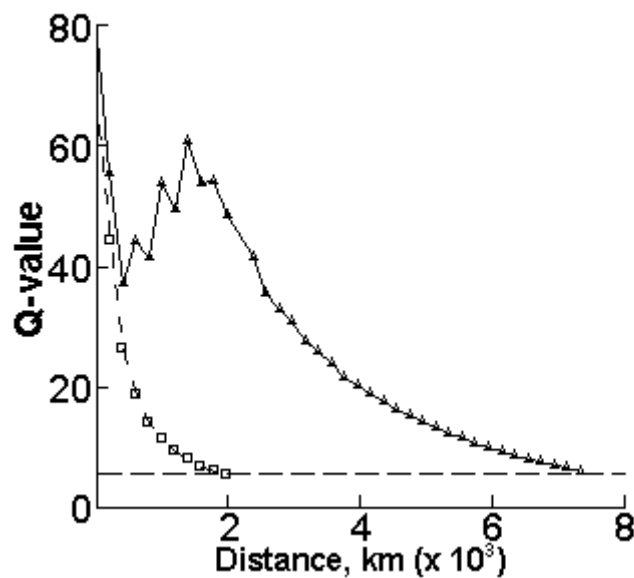


Рис. 2

Таким образом, НОКЗ может использоваться как полностью оптический регенератор импульсов, что значительно повышает производительность ВОЛС.

Список публикаций:

- [1] S. Boscolo, S.K. Turitsyn, K.J. Blow, *Electron. Lett.*, 37, 112-113, (2001).
- [2] S. Boscolo, J.H.B. Nijhof, S.K. Turitsyn, *Opt. Lett.*, 25, 1240-1242, (2000).

Особенности флуктуационной структуры лазерных пучков на приземной трассе с перемежающейся турбулентностью

Маганова Мария Сергеевна

Меснянкин Алексей Васильевич, Таначев Иван Александрович

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Короленко Павел Васильевич, д.ф.-м.н

magma@optics.npi.msu.su

Проблеме распространения лазерных пучков в атмосфере посвящено большое количество статей, обзоров и монографий. Однако целый ряд вопросов, относящихся к распространению лазерного излучения по приземным трассам в условиях городского ландшафта, остается либо не изученным, либо изученным не в полной мере. Некоторые из этих вопросов, касающиеся статистики смещений «центров тяжести» пучков с различной апертурой, составляют содержание данной работы.

Экспериментальная часть работы выполнялась с использованием горизонтальной атмосферной трассы локационного типа, построенной в Москве в районе университетского комплекса на Воробьевых горах. Трасса располагалась на высоте 25λ , ее длина в одном направлении составляет 280λ .

Эксперименты проводились в зимний период при температуре $-0,6^\circ \text{C}$ и скорости ветра $1,8 \lambda / \text{с}$. Структура пучков на приемной апертуре регистрировалась с помощью видеокамеры. Затем видеок cadры оцифровывались и обрабатывались на персональном компьютере.

На первом этапе исследований изучалась зависимость среднеквадратичных отклонений σ центра тяжести коллимированных лазерных пучков от их выходного диаметра D в отсутствие перемежаемости турбулентности. Результаты экспериментов по регистрации отклонений пучка в горизонтальном направлении (кривая 1) и в вертикальном направлении (кривая 2) приведены на *рис. 1*. Из этого рисунка видно, что для колебаний пучка в горизонтальном направлении просматривается тенденция к снижению значений σ с увеличением апертуры пучка; для колебаний в вертикальном направлении эта тенденция проявляется менее отчетливо. Отметим, что слабое уменьшение σ с увеличением апертуры пучка предсказывает теория распространения излучения в однородной изотропной среде.

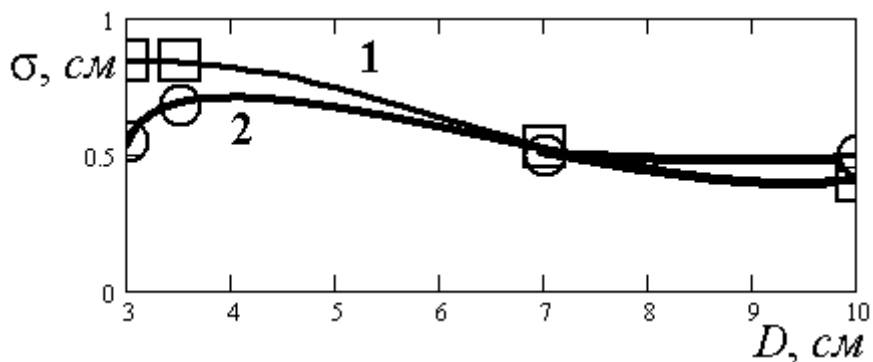


рис. 1.

В качестве характеристики случайных смещений пучков использовалась также величина корреляции R изображений пучков между различными кадрами n . Поведение величины R между первым и последующими кадрами случайных выборок видеозаписи показано на *рис. 2*. Кривая 1 соответствует выходному диаметру пучка $D=3\tilde{n}$, а кривая 2 – $D=10\tilde{n}$. Видно, что при малой апертуре пучка, значения корреляции испытывают значительные переколебания, при большой апертуре величина переколебаний заметно снижается. Такое поведение корреляции связано с тем, что при малых апертурах пучка смещения центра тяжести сопоставимы с его поперечными размерами, а при больших – смещения существенно уступают размерам пучка.

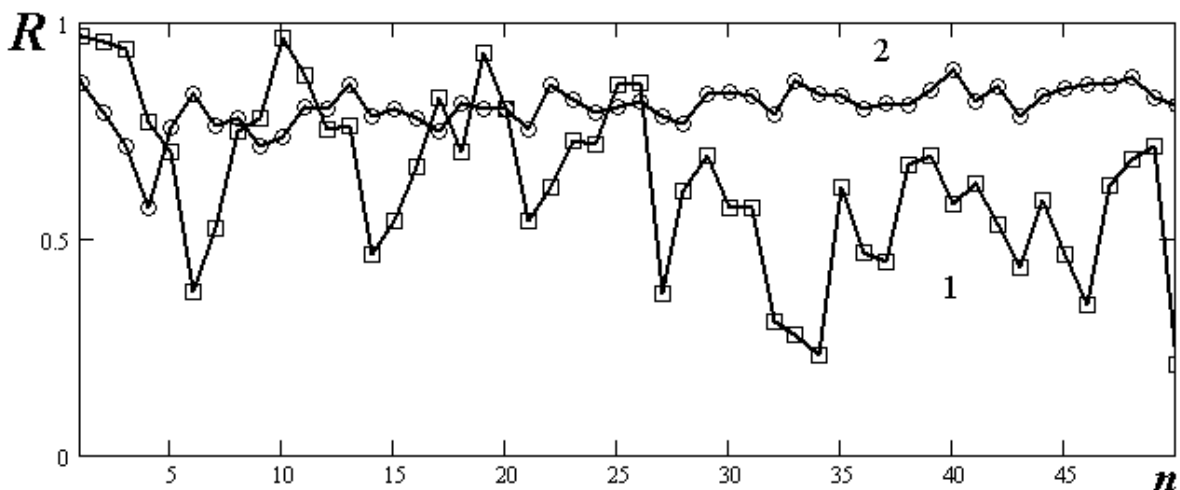


рис. 2.

На втором этапе исследований изучались особенности смещений пучков в условиях спорадического развития мелкомасштабной турбулентности. В качестве “индикатора” возникновения мелкомасштабной турбулентности использовался узкий коллимированный пучок, который распространялся по трассе на небольшом расстоянии (несколько сантиметров) от исследуемого пучка. Стохастизация его структуры означала возникновение мелкомасштабной турбулентности. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что спорадическая стохастизация пучков независимо от их апертуры не приводит к заметным изменениям среднеквадратичных смещений σ центра тяжести. При этом как на стадии отсутствия, так и на стадии развития мелкомасштабной турбулентности, изменение апертуры пучков не приводило к сколь-нибудь существенным изменениям величины σ .

В ходе исследований был выполнен фрактальный анализ сигналов, характеризующих возмущения положения центра тяжести. Анализ показал, что в широком диапазоне метеоусловий структура сигналов обладает фрактальными признаками, соответствующих значениям параметра Херста $H = 0,1 \div 0,3$.

Полученные экспериментальные данные могут быть использованы при разработке и оптимизации характеристик оптических систем связи, использующих открытые каналы распространения излучения.

Работа выполнена при поддержке программы «Университеты России» (грант № ур.01.03.072).

Скейлинговые характеристики стохастической составляющей лазерного излучения

Наймушина Дарья Анатольевна

Мушенков Андрей Викторович, Николаев Игорь Владимирович, Саенко Олег Васильевич
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Короленко Павел Васильевич, д.ф-м.н

korolenko@optics.npi.msu.su

На основе численного моделирования рассмотрена возможность использования концепции случайных фракталов для определения скейлинговых характеристик флуктуаций лазерного излучения. Отдельно рассмотрены случаи временных и пространственных флуктуаций. Первый случай проанализирован на примере излучения быстропоточного CO₂-лазера, генерирующего в режиме динамического хаоса; второй – на примере дифракции излучения на фрактальном экране.

Скейлинговые свойства флуктуаций оценивались по характеристикам линейного участка графика структурной функции процесса, построенного в логарифмических координатах. Колебания мощности хаотической генерации определялись на основе модели квазистационарной генерации быстропоточного CO₂-лазера с неустойчивым резонатором. В этой модели в качестве управляющего параметра, определяющего динамику генерации и глубину возникающего хаоса, выступает параметр $\eta = \tau/\tau_f$, где τ – время релаксации инверсии в лазерно-активной среде, τ_f – время пролета среды через резонатор. На *рис. 1* показана в качестве примера зависимость мощности X_k лазера от времени при $\eta = 2,2$ (k – номер значащей точки). Приведенная структура колебаний мощности имеет фрактальную размерность $D = 1,04$ и корреляционную размерностью $R = 0,29$. Расчеты, выполненные для других значений η , показали, что фрактальная размерность сигналов, описывающих флуктуации мощности, остаются близкими к

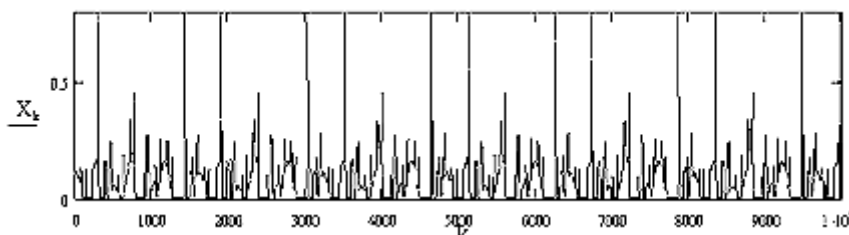


рис. 1.

единице при относительно небольшой области скейлинга $\Delta k \approx 50$. В то же время корреляционная размерность R в зависимости от степени изрезанности графика сигнала меняется в широких пределах ($0,2 \div 0,8$). В ходе вейвлет-анализа флуктуаций было установлено, что помимо определенной крупномасштабной упорядоченности в колебаниях мощности существует мелкомасштабная квазипериодичность в выбросах мощности, что указывает на их иерархические свойства.

При моделировании скейлинга в пространственных флуктуациях излучения рассматривалось рассеяние плоской волны на фазовых и амплитудных фрактальных экранах. Распределение возмущений на экране задавалось функцией Вейерштрасса

$$V_k = \frac{\sqrt{2}\sigma_0 [1 - b^{2(D-2)}]^{1/2}}{4[b^{2(D-2)N_1} - b^{2(D-2)(N_2+1)}]^{1/2}} \sum_{n=N_1}^{N_2} b^{(D-2)n} \cos(2\pi s b^n k + \psi_n). \quad (1)$$

где σ_0 – стандартное отклонение; b , s – масштабирующие параметры, ψ_n – случайная фаза, D – фрактальная размерность. На *рис. 2* показан график функции V_k , соответствующий размерности $D = 1,5$ ($N_1 = 0$, $N_2 = 10$, $\sigma_0 = 0,2$, $b = 2,9$, $s = 0,001$). Поле рассеянной волны рассчитывалось в поперечной плоскости на разных расстояниях от экрана методом разложения по плоским волнам. Удаленность плоскости от экрана характеризовалась при помощи волнового параметра D_v .

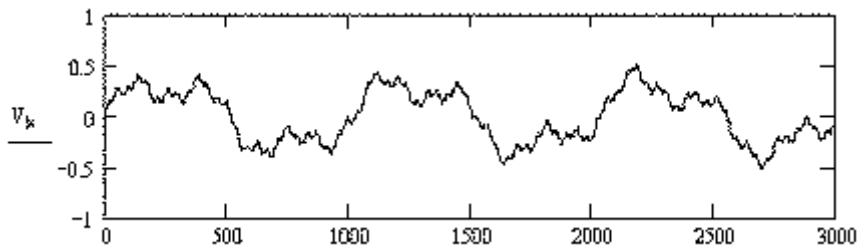


рис. 2.

Основной вывод, который можно сделать, обобщая результаты расчетов, выполненных для многочисленных реализаций экранов, состоит в том, что независимо от структуры экрана и величины D_v фрактальные размерности распределений амплитуды, интенсивности и фазы с высокой точностью совпадают с размерностью экрана. Расчеты также показали, что существует определенная начальная стадия в формировании фрактальных свойств рассеянной волны. Для этой стадии при устойчивых значениях фрактальной размерности характерны малые величины области скейлинга. Так, в непосредственной близости от фазового (амплитудного) экрана, когда $D_v \ll 1$, область скейлинга в распределении интенсивности (фазы) имеет величину порядка величины периода высшей гармоники фурье-спектра возмущений фазы (амплитуды) на экране. При значениях же $D_v = 2$ область скейлинга превосходит этот период на два порядка. Оценка максимальной величины области скейлинга в амплитудно-фазовом распределении дифрагированной на экране волны показала, что она ограничена снизу периодом высшей гармоники, а сверху – величиной, равной, примерно, половине периода низшей гармоники.

Картина вейвлет-коэффициентов излучения, для которой характерно каскадное ветвление хребтовых линий, подтверждает его фрактальную иерархическую структуру.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что использованные подходы к оценке скейлинговых свойств флуктуаций излучения позволяют существенно дополнить его характеристики, определяемые с помощью традиционных методов статистического анализа.

Работа выполнена при поддержке научной программы “Университеты России” (гранты № ур.01.03.07, ур.10.03.072).

Оптическая характеристика тонких диэлектрических пленок на базе интенсивности отраженного сигнала вблизи угла Брюстера.

Савчук Татьяна Анатольевна

Ковтун Анатолий Павлович^{*)}

Зинченко Сергей Павлович^{*)}

Мухортов Владимир Михайлович^{*)}

Ростовский Государственный Университет

^{*)} “Центр физики и технологии электрически активных сред” Института общей физики Российской Академии наук и Научно-исследовательского Института физики при Ростовском Государственном Университете

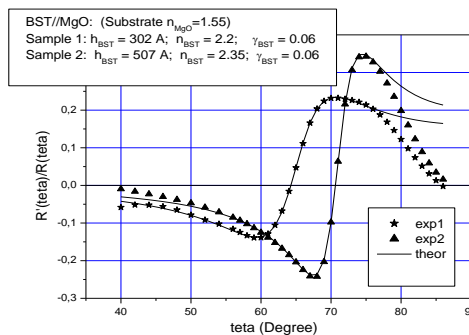
Ковтун Анатолий Павлович, к.ф.-м.н.

kupri@phys.rsu.ru

В настоящее время структуры типа $(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$ (BST) на подложках типа MgO , YAlO_3 и т.п. находят все большее применение в электронной промышленности [1], в оптоэлектронике [2,3]. В работе предлагается метод измерения оптических характеристик тонкой пленки на подложке на базе измеренных интенсивностей отраженного сигнала соответствующей поляризации вблизи угла Брюстера на базе простейших способов вычисления соответствующих величин [6]. Метод требует измерения зависимости лишь логарифмической производной интенсивности отраженного сигнала от углов в районе углов Брюстера подложки и пленки. Оптические характеристики пленок на подложках необходимы как при расчетах волноводных характеристик, так и при контроле оптических параметров при газоразрядном напылении пленок [4].

Принципиальные моменты предлагаемого метода иллюстрируются на примере двух образцов, представляющих собой напыленную на кристаллическую подложку MgO (100) сегнетоэлектрическую пленку $(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$ двух разных толщин (ВЧ-напыление [4]). Образцы отличаются лишь различными временами напыления.

Для этих двух образцов на рис. 1 представлены экспериментальные результаты (с использованием гелий-неонового лазера $\lambda=0.63$ мкм) и результаты расчетов (сплошная линия), полученные методом уточнения к экспериментальной кривой с использованием простейшей изотропной слоевой модели [4]. В качестве уточняемых параметров



выбирались: толщина пленки, ее коэффициент преломления, n , ее основной индекс поглощения, χ , коэффициент преломления подложки, n_s .

Волновой вектор внутри изотропной среды представляется в следующем виде: $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} n \cdot (1 + i\chi) \cdot \vec{e}$; $|\vec{e}| = 1$. Приведенные на рисунке оптические параметры и есть величины, полученные в результате оптимизации расчетной кривой и экспериментальной по минимуму среднеквадратичного отклонения (исключая область малых скользящих углов).

Для того, чтобы составить представления о возможностях предлагаемой методики на следующем рисунке приведены соответствующие расчетные данные по зависимости особой точки (нуля логарифмической производной) от оптических параметров исследуемой пленки.

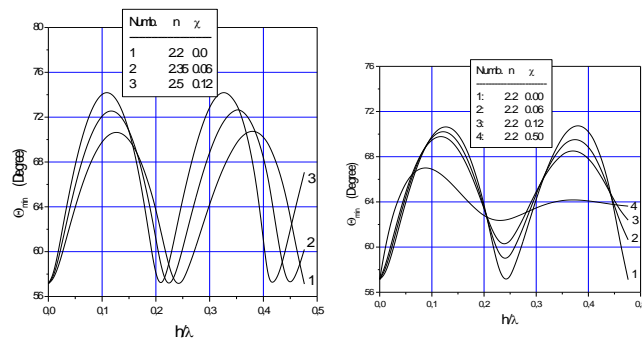


Рис. 2. Зависимость угла (θ_{\min}) падения светового луча H-поляризации, при котором достигается минимум интенсивности отраженного сигнала (на предыдущем рисунке этот угол соответствует равенству нулю производной логарифма интенсивности отраженного сигнала) от оптических параметров пленки: толщины пленки (в единицах длины волны падающего на пленку излучения), коэффициента преломления, n , и главного показателя поглощения, χ .

Чувствительность метода к толщине пленки зависит от разницы коэффициентов преломления пленки и подложки, длины волны используемого излучения и диапазона требуемой толщины пленки.

Список публикаций:

- [1] Kingon A.I., Maria J.-P. and Streiffer S.K. *Nature*, **406**, 1032-1038 (2000).
- [2] Kang Y.M., Baik S., *J. Mater. Res.*, **13**, No. 4, 995-1001 (1998).
- [3] Gil D.M.I., Conrad C.W., Ford G., Wessels B.W., and Hoa S.T., *Appl. Phys. Lett.*, **71** (13), 1783-1785 (1997).
- [4] Мухортов В.М., Головки Ю.И., Толмачёв Г.Н., Мащенко А.И., *ЖТФ*, **12**, 1235-1247 (2000).
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *М. Наука*, 412-413, (1982).

Свойства жидкокристаллических линз с оптическим управлением

Самагин Сергей Анатольевич

Гуральник Игорь Романович, к.ф.-м.н

Самарский государственный университет

Игошин Валерий Иванович, д.ф.-м.н

Samagin@fian.smr.ru

Предложенные недавно адаптивные жидкокристаллические (ЖК) линзы [1] используют модальный принцип управления [2] с целью получения плавных волновых фронтов управляемой формы. Модальные ЖК линзы являются удобными адаптивно-оптическими элементами, поскольку не содержат движущихся частей, а их фокусное расстояние легко перестраивается изменением как величины управляющего напряжения, так и его частоты. Любая адаптивно-оптическая система с электрически управляемым адаптивным элементом имеет цепь обратной связи, содержащую фоточувствительный элемент для преобразования оптического сигнала в электрический и компьютер для обработки выходного напряжения фотоэлемента и выработки управляющего сигнала. Однако если бы фокусное расстояние адаптивной линзы зависело от интенсивности падающего света, можно было предложить более простую схему с встроенной оптической связью. Такая линза с оптическим управлением впервые предложена в работе [3]. Настоящая работа посвящена исследованию свойств сферических и цилиндрических линз с оптическим управлением.

Главным отличием линзы с оптическим управлением (ЛОУ) от адаптивных ЖК линз с чисто электрическим управлением является зависимость её функции пропускания от интенсивности падающего на линзу излучения. При исследовании зависимости профиля фазовой задержки ЛОУ от управляющих параметров, а именно величины и частоты питающего синусоидального напряжения и интенсивности проходящего однородного светового пучка были выявлены следующие закономерности. Величина действующего значения прикладываемого напряжения определяет диапазон возможного изменения фазового прогиба, сам профиль фазовой задержки определяют частота и интенсивность. При увеличении частоты управляющего напряжения профиль фазовой задержки становится более крутым и глубина фазового прогиба между центром и границей апертуры растет. Увеличение интенсивности приводит к противоположному эффекту, т.е. фазовый прогиб уменьшается (см. рис. 1). Следует отметить, что на всём рабочем диапазоне управляющих параметров профиль фазовой задержки близок к параболическому, его среднеквадратичное отклонение от идеального не превосходит 10 % от величины фазового прогиба. При измерении зависимости фокусного расстояния сферической ЛОУ от всех управляющих параметров была установлена возрастающая квазилинейная зависимость фокусного расстояния от интенсивности излучения.

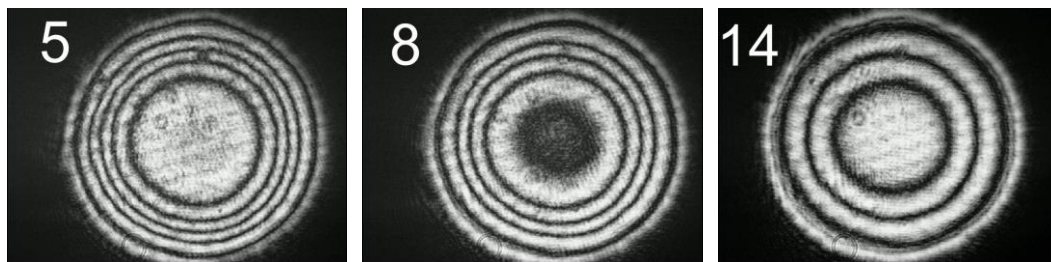


рис.1. Интерферограммы получены при амплитуде напряжения 10 В и частоте 500 Гц. Цифры на рисунке соответствуют величине интенсивности в Вт/м²

Возможность практического применения таких линз была проиллюстрирована на примере адаптивно-оптических схем, использующих уникальные свойства ЛОУ. На основе сферической ЛОУ была предложена и реализована схема автокомпенсации изменения радиуса расходящейся сферической волны и схема стабилизации мощности попадающей на мишень [4] без электронной петли обратной связи. В первой схеме экспериментально было продемонстрировано управление расходимостью проходящего через ЛОУ пучка и при оптимальном выборе параметров схемы практически полная компенсация: вместо изменения оптической силы волнового фронта исходного пучка от 0 до -0,46 дптр после компенсации имеют место лишь ее слабые флуктуации около постоянного значения. Во втором случае была реализована ситуация когда при изменении интенсивности излучения источника мощность падающего на мишень светового потока оставалась практически постоянной. Экспериментально было достигнуто более чем 10-ти кратное уменьшение изменения мощности.

Цилиндрическая ЛОУ, благодаря большому числу управляющих контактов, обладает возможностями использования её и как цилиндрическую линзу, и как управляемую призму. Используя данное качество, были сформулированы требования к режиму управления ЛОУ, при котором линза работает как фоточувствительный дефлектор светового пучка. Экспериментально была продемонстрирована принципиальная возможность реализации на основе цилиндрической ЛОУ дефлектора у которого угол отклонения зависит от величины интенсивности проходящего через него излучения.

Основные результаты данной работы можно сформулировать следующим образом:

1. Проведены экспериментальные исследования электрооптического отклика ЛОУ;
2. Предложены и реализованы адаптивно-оптические схемы на основе ЛОУ:
 - 1 автокомпенсации расфокусировки лазерного пучка;
 - 2 автокомпенсации лазерной мощности на мишени;
 - 3 фоточувствительного дефлектора лазерного луча.

Список публикаций:

- [1] Гуральник И.Р., Котова С.П., Локтев М.Ю., Наумов А.Ф., *Квантовая электроника*, **26** 256-260 (1999).
 [2] Наумов А.Ф., *Труды ФИАН*, **217** 177-182 (1993).
 [3] Гуральник И.Р., *Автометрия*, № **1** 107-113 (2000).
 [4] Гуральник И.Р., Самагин С.А., *Квантовая электроника*, **33**, 430-434 (2003).

Мощный лазер на парах SrI и SrII

Сидоров Иван Викторович

Солдатов Анатолий Николаевич, Полунин Юрий Петрович, Шумейко Алексей Семенович

Томский Государственный Университет

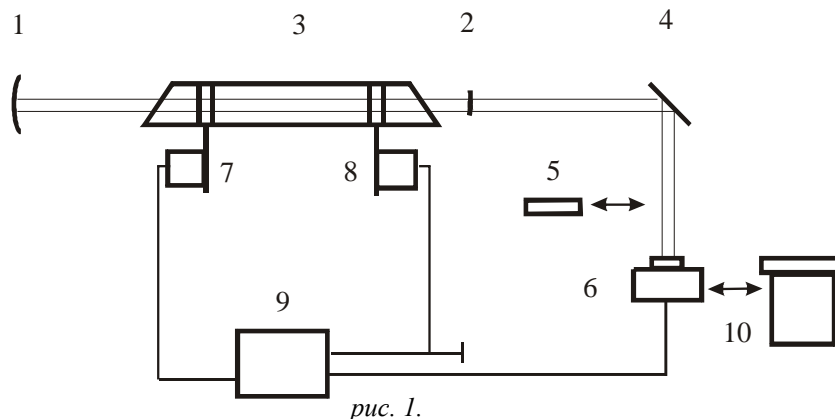
Солдатов Анатолий Николаевич, д. ф - м. н

general@tic.tsu.ru

Актуальность исследований импульсно-периодического лазера на парах стронция обусловлена возможностью его применения в медицинских установках. Недавно в США была проведена серия экспериментов по воздействию лазерного излучения на костную ткань. Как показали эксперименты, наиболее оптимальной длиной волны для абляции костной ткани является $\lambda=6.45$ мкм, поскольку основное соединение, составляющее костную ткань – карбонат кальция (CaCO_3) – интенсивно поглощает излучение этой длины волны. В данной работе исследована возможность создания лазера на $\lambda=6.45$ мкм, где в качестве активной среды используются пары стронция.

Исследования лазера на парах стронция проводились с газоразрядной трубкой из окиси алюминия диаметром – 21 мм и активной длиной – 650 мм. Выходные окна были выполнены из кристаллов BaF_2 . Формирующий излучение резонатор состоял из двух сферических зеркал, радиус глухого зеркала был 1100 мм, а радиус выходного зеркала 50 мм. Такой резонатор позволяет сформировать излучение с расходимостью, близкой к дифракционной. В качестве схемы возбуждения применялись “прямая” схема возбуждения, схема Блюмляйна и ее модификации. Частота следования импульсов возбуждения составляла 15 кГц. Напряжение на ГРТ 16 – 20 кВт. Импульс тока через ГРТ до 300 А.

Методика эксперимента заключалась в измерении энергетических и спектральных характеристик SrVL при варьировании давления буферного газа от 10 до 450 тор. В качестве буферных газов применялись гелий и неон. На рис.1 изображена блок-схема экспериментальной установки с неустойчивым резонатором (1, 2). Высокое напряжение подавалось на электроды газоразрядной трубки (3). С помощью сферического зеркала с алюминиевым покрытием (4) излучение фокусировалось на измеритель мощности или фотоприемник.



Делителем напряжения (7) измерялся импульс напряжения, для регистрации импульсов тока использовался пояс Роговского (8). Вкладываемая мощность в газоразрядную трубку была постоянной. Средняя мощность излучения фиксировалась калориметрическим измерителем мощности ИМО-2н (10). Форма импульсов генерации

регистрировалась фотоприёмником ФЭК-22 (6). Для снятия регистрации формы импульсов тока, напряжения и генерации использовался осциллограф Tektronics TDS 12-20 (9). Для исследования спектрального состава генерации использовались светофильтры СЗС-8, пропускающие блок трех микронных линий и светофильтры БС-1 и СЗС-20, пропускающие излучение в области 1 мкм (5).

В эксперименте были исследованы энергетические характеристики генерации атомных линий SrI $\lambda=3.01, 3.06, 2.60, 2.69, 2.92, 6.45$ мкм и ионных линий SrII $\lambda=1.09, 1.03$ мкм. Изучены зависимости средней мощности генерации линий в области 3 мкм, линий в области 1 мкм и линии 6.45 мкм от давления паров буферного газа He и Ne. Средняя мощность генерации линии 6.45 мкм с увеличением давления буферного газа при неизменной напряженности электрического поля постепенно растет. Так же в эксперименте была получена максимальная средняя суммарная мощность генерации по всем линиям - 5.7 Вт и при этом мощность генерации на ионных линиях ($\lambda=1.09, 1.03$ мкм) достигла 1.1 Вт, а на линии 6.45 мкм – 3.1 Вт. Эти рекордные результаты были получены в смеси буферных газов гелия и неона, давление которых было 150 и 15 тор соответственно. Малая добавка буферного газа Ne, который более тяжелый газ, чем He, стабилизирует электрические процессы в разряде и процессы обмена энергией элементарных частиц. Необходимо отметить, что полученное оптимальное соотношение давлений относится только к определенной области напряженности поля 16 – 20 кВ.

Приведены результаты экспериментов по увеличению импульсной мощности генерации. При накачке была использована схема Блюмляйна и некоторые ее модификации. Частота повторения импульсов генерации варьировалась от 1 до 5 кГц. Были получены рекордные результаты энергии в импульсе суммарной по длинам волн генерации – 0.78 мДж и энергии в импульсе генерации линии 6.45 мкм – 0.64 мДж, при частоте повторения импульсов генерации 2 кГц.

По итогам работы можно сделать следующие выводы:

1. Проведены экспериментальные исследования энергетических параметров лазера на парах SrI и SrII при частоте 15 кГц в зависимости от давления и рода активной среды. Определена оптимальная смесь буферного газа – смесь гелия с неоном при суммарном давлении 165 тор (соотношение $P_{He}/P_{Ne}=10/1$). Получены рекордные энергетические характеристики для лазера на парах SrI и SrII: суммарная мощность генерации 5.7 Вт с энергией в импульсе 0.38 мДж и рекордная мощность генерации для SrII 1.1 Вт.

2. Достигнута рекордная величина суммарной энергии в импульсе генерации 0.78 мДж и энергия в импульсе генерации на длине волны 6.45 мкм – 0.64 мДж при частоте следования импульсов 2 кГц.

3. Результаты проведенных исследований показывают возможность создания лазера на парах стронция, представляющего промышленный интерес с высоким КПД, широким интервалом частот следования импульса и возможностью одновременной многоволновой генерацией.

]

Фотонные кристаллы и микрорезонаторы с перестраиваемой фотонной запрещенной зоной на основе анизотропного мезопористого кремния

Соболева Ирина Владимировна

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Федянин Андрей Анатольевич, к. ф.-м. н

irina@shg.ru

Большой интерес к микроструктурам с фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ) – фотонным кристаллам (ФК) и микрорезонаторам (МР) - обусловлен возможностью наблюдения в них новых оптических явлений. ФК и МР перспективны для применения в телекоммуникационных и информационных технологиях как новые материалы, эффективно управляющие распространением света. Одной из важных задач физики ФК является создание микроструктур с ФЗЗ, перестраиваемой под воздействием внешних полей, например, электростатического, постоянного магнитного полей или мощного светового потока. Мезопористый кремний является перспективным материалом для создания ФК вследствие своих характерных особенностей, таких как наличие строгого упорядочения осей пор вдоль кристаллографического направления [001] и возможность контролируемым образом изменять диаметр пор в интервале примерно 10 - 50 нм. В зависимости от числа направлений периодичности различают одно-, дву- и трехмерные фотонные кристаллы и микрорезонаторы. Одномерные ФК изготавливаются из мезопористого кремния методом электрохимического травления пластины кремния с периодическим изменением параметров травления, вследствие чего профиль время - плотность тока переносится на профиль толщина – диэлектрическая проницаемость слоя. Микрорезонаторы – это фотонные кристаллы, в структуру которых искусственно внесен дефект, в результате чего в спектре отражения МР в области ФЗЗ появляется провал – микрорезонаторная мода. В случае одномерных МР таким дефектом может служить слой пористого кремния, отличающийся от остальных толщиной или диэлектрической проницаемостью.

В данной работе представлена методика изготовления ФК и МР с перестраиваемой ФЗЗ и микрорезонаторной модой на основе анизотропного мезопористого кремния методом контролируемого изменения параметров электрохимического травления пластины высоколегированного монокристаллического кремния (110). Наклонное расположение пор относительно нормали к поверхности полученного мезопористого кремния приводит к появлению вращательной анизотропии диэлектрической проницаемости пористого кремния и возможности перестраивать ФЗЗ вращением ФК вокруг нормали.

Отработана методика приготовления слоев анизотропного мезопористого кремния. Пластины монокристаллического кремния (110) с удельным сопротивлением 0.01 $\Omega\cdot\text{см}$ травилась в растворе HF(36% водный раствор):C₂H₅OH = 11:7 при двух значениях плотности тока: 28мА/см² и 100мА/см². Методами линейной спектроскопии отражения были определены эффективные показатели преломления слоев - $n_1=1.385$ и $n_2=1.456$, а также величина оптической анизотропии при повороте пластины на 90° вокруг нормали к поверхности - $\Delta n_1=0.198$ и $\Delta n_2=0.208$ на длине волны $\lambda=850$ нм. Затем была отработана методика выращивания одномерных ФК и МР с центром ФЗЗ и микрорезонаторной модой на $\lambda=850$ нм из чередующихся слоев мезопористого

кремния с показателями преломления n_1 и n_2 и оптическими толщинами $\lambda/4$. Полученные ФК и МР имеют ФЗЗ с центром на 850-860 нм и шириной порядка 150 нм. При вращении ФК и МР вокруг нормали к поверхности ФЗЗ и микрорезонаторная мода сдвигаются не менее, чем на 15 нм.

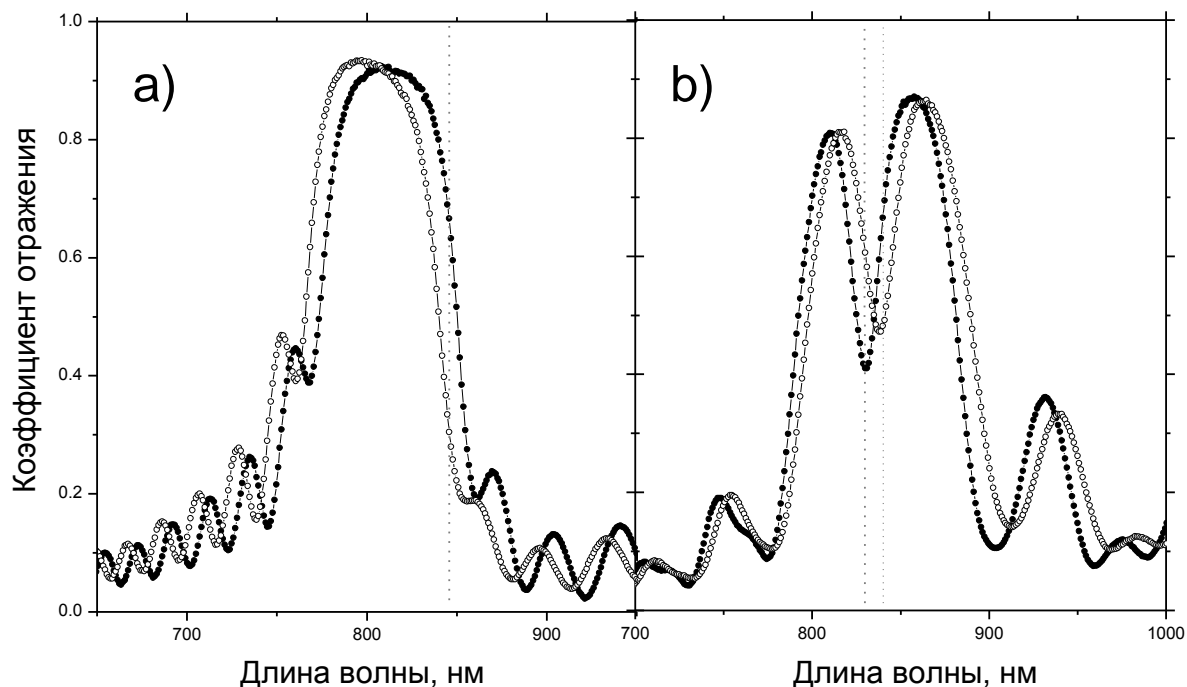


рис.1 Спектр линейного отражения фотонного кристалла (а) и микрорезонатора (b) для двух азимутальных положений образца, смещенных друг относительно друга на 90° .

Представлены спектры фотонного кристалла (а) и микрорезонатора (b) (рис. 1) для двух азимутальных положений образца, смещенных друг относительно друга на 90° (открытые и заполненные символы), соответствующие двум направлениям электрического поля оптической волны - параллельному и перпендикулярному оси пор. Угол падения составлял 20° . Спектры демонстрируют сдвиг запрещенной зоны и микрорезонаторной моды не менее, чем на 15 нм.

Трансформация спектра рассеяния фемтосекундного суперконтинуума, распространяющегося в анизотропной среде

Старченко Антон Андреевич

*Дресвянский Владимир Петрович, Кобцев Сергей Михайлович, Кукарин Сергей Викторович,
Мартынович Евгений Федорович*

Иркутский филиал Института лазерной физики

Мартынович Евгений Федорович, д.ф.-м.н

vector@ilph.irk.ru

Исследование поляризованной люминесценции центров свечения, обладающих различными пространственными ориентациями, имеет большое значение в лазерной физике, особенно при возбуждении ультракороткими импульсами или фемтосекундным лазерным суперконтинуумом. В частности, изучение пространственной зависимости интенсивности люминесценции возбуждаемой излучением, периодически изменяющим свою поляризацию при распространении в анизотропном кристалле, позволяет достоверно установить вид мультиполярности центров свечения [1]. Однако изучение такого рода явлений достаточно сложное, его можно упростить путем разбиения на более простые составные части. Одной из таких составных частей является поведение самого возбуждающего светового поля при его распространении в среде. Изучение динамики изменения характеристик поля может быть проведено на вспомогательных образцах, идентичных с изучаемыми, в которых центры люминесценции заменены центрами рассеяния. Это позволяет исключить достаточно сложные процессы возбуждения и релаксации вещества, и упрощает изучение пространственной динамики возбуждающего поля. Получив информацию о поведении светового поля, мы можем перейти затем к изучению пространственных зависимостей интенсивности, поляризации и других характеристик люминесценции в условиях заданного возбуждающего поля.

Задача данной работы состояла в расчетно-теоретическом и экспериментальном исследовании пространственных зависимостей интенсивности и спектра рассеяния поляризованного фемтосекундного суперконтинуума при его распространении в анизотропной среде.

Для этого была разработана математическая модель рассеяния поляризованного широкополосного оптического излучения в анизотропных кристаллах, где особое внимание уделялось дисперсионным зависимостям характеристик среды. В результате были получены следующие выражения, описывающие (без учета ослабления излучения в среде) пространственную зависимость интенсивности рассеяния и ее спектр, соответственно:

$$I(y) \sim \left[1 + 2 \sin \alpha \cos \alpha \cos \left(\frac{\omega_0 \Delta n y}{c} \right) \exp \left(- \left(\frac{\Delta n y \Delta \omega}{2c} \right)^2 \right) \right],$$
$$I(\omega, y) \sim \exp \left(- \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta \omega^2} \right) \left(1 + 2 \sin \alpha \cos \alpha \cos \left(\frac{\omega \Delta n y}{c} \right) \right),$$

где α – угол наблюдения, y – расстояние, пройденное в среде, Δl – двулучепреломление кристалла, ω_0 и ω – центральная и текущая частоты излучения, $\Delta\omega$ – ширина спектра.

Как уже было показано ранее интенсивность рассеяния осциллирует в пространстве и затухает с расстоянием. Постоянная затухания определяется временем продольной когерентности излучения. Также было установлено, что спектр интенсивности рассеяния перераспределяется в пространстве сложным образом (рис.1). Если, спектр исходного излучения охватывает значительный или весь видимый диапазон, то картина рассеяния становится цветной. Поэтому результаты расчетов были представлены в виде пространственных зависимостей цветовых RGB-координат, что оказалось в дальнейшем удобным для сопоставления с экспериментальными данными.

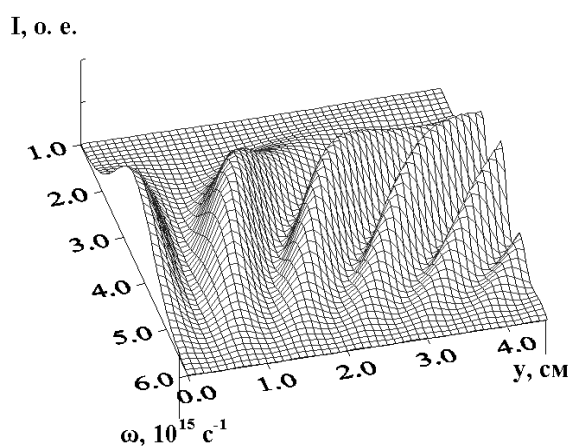


рис.1.

Проведенные экспериментальные исследования рассеяния излучения фемтосекундного лазерного суперконтинуума подтвердили адекватность построенной модели. Таким образом, было показано, что дисперсия света, наблюдаемая при рассеянии поляризованного лазерного суперконтинуума с фемтосекундным временем продольной когерентности в анизотропных кристаллах, содержащих электродипольные светорассеивающие частицы обусловлена сдвигом фаз интерференционных картин различных спектральных составляющих рассеянного излучения и несет в себе информацию о пространственной динамике изменения поляризации и спектра излучения кристаллической средой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Министерства образования РФ (грант № Е02-3.2-501), а также программы Университеты России (грант № УР.01.01.009)

Список публикаций:

[1] В.Абойтес, К.Ю.Довченко, В.П.Дресвянский, Н.В.Иванова, А.Н.Писарчик, А.А.Савченко, Е.Ф.Мартынович. Труды VI Всероссийской школы-семинара "Люминесценция и сопутствующие явления". Иркутск, 2001, с. 217-229.

[2] А.А.Старченко, Е.Ф.Мартынович, В.П.Дресвянский. Девятая всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых. ВНКСФ-9. Сборник тезисов, часть 2, г. Красноярск, 2003, с. 604-605.

Расчет сечений возбуждения и констант скоростей элементарных процессов в активной среде Sr-лазера

Стебенева Анна Владимировна

Солдатов Анатолий Николаевич, Горчаков Леонид Всеволодович

Томский Государственный Университет

Солдатов Анатолий Николаевич, д. ф.-м. н

anita@inet.tsu.ru

Лазер на парах стронция является представителем класса лазеров на самоограниченных переходах, генерация в котором осуществляется на нескольких длинах волн в ИК области спектра. Генерация на длине волны 6.45 мкм в Sr-лазере в настоящее время успешно используется в медицине для фотоабляции костных тканей. В то же время, активная среда лазера все еще остается недостаточно изученной. Для теоретического исследования Sr-лазера необходима информация об эффективных сечениях процессов, происходящих в плазме разряда. В данной работе проводился расчет эффективных сечений прямого и ступенчатого возбуждения синглетных уровней атома Sr электронным ударом в приближении Борна.

Расчет эффективных сечений возбуждения синглетных уровней атома Sr проводился по методике, предложенной в [1]. Сечение возбуждения в приближении Борна записывается в виде:

$$\sigma(0,1) = [\pi a_0^2] \left(\frac{Ry}{\Delta E} \right)^2 \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^{3/2} \frac{Q_x}{2l_0 + 1} \Phi(u). \quad (1)$$

где E_0 и E_1 – отсчитываемые от границы ионизации значения энергии уровней 0 и 1 (0 – нижний уровень, 1 – верхний уровень); l_0 и l_1 – орбитальный момент оптического электрона в начальном и конечном состояниях. Энергия налетающего электрона выражена в пороговых единицах:

$$u = \frac{\varepsilon'}{\Delta E} = \frac{\varepsilon}{\Delta E} - 1, \quad (2)$$

где ε и ε' – значения энергии налетающего и рассеянного электронов;

$$\Phi(u) = C \left(\frac{u}{u+1} \right)^{1/2} \frac{1}{u + \varphi}. \quad (3)$$

Параметры аналитической аппроксимации борновских сечений C и φ определялись согласно таблицам [1]. Фактор Q_x для случая LS-связи, переходов без изменения спина равен:

$$Q_x(SL_0 J_0; SL_1 J_1) = (2L_0 + 1)(2J_1 + 1) \left\{ \begin{matrix} L_0 & J_0 & S \\ J_1 & L_1 & x \end{matrix} \right\}^2 Q_x(SL_0; SL_1) \quad (4)$$

Расчет эффективных сечений проводился по приведенным формулам с использованием пакета математических и инженерных вычислений MATLAB 6. Расчеты проводились для следующих условий: прямое возбуждение из основного состояния атома стронция $5s^2 \ ^1S_0$ уровней $ns \ ^1S_0$ и $np \ ^1P^0_1$; ступенчатое возбуждение синглетных уровней ns , np и nd из резонансного состояния $5p \ ^1P^0_1$. Сечения переходов

исследовались в диапазоне энергий налетающих электронов от порога возбуждения до 600 эВ.

Анализ показывает, что для ряда переходов наблюдается хорошее согласие. Так, в частности, сечения возбуждения резонансного уровня $5p\ ^1P^0_1$ (верхнего лазерного уровня для генерации на $\lambda=6.45$ мкм) в диапазоне энергий электронов 4 ч 10 эВ достигают значений порядка $\sigma=3\cdot 10^{-15}$ см². Для тех же значений энергий электронов эксперимент в [2] дает сечения возбуждения резонансного уровня порядка $(1.4$ ч $3.5)\cdot 10^{-15}$ см². В [3] для $E=15$ эВ эксперимент дает эффективное сечение, равное $2\cdot 10^{-15}$ см² (при той же энергии наш расчет дает $\sigma=2.23\cdot 10^{-15}$ см², эксперимент в [2] – $\sigma=3.43\cdot 10^{-15}$ см²). Суммарное сечение прямого возбуждения верхнего блока синглетных уровней по результатам расчета равно $\sigma=5\cdot 10^{-16}$ см². Суммарное сечение ступенчатого возбуждения верхнего блока уровней с верхнего лазерного уровня $5p$ равно $\sigma=6\cdot 10^{-15}$ см².

В работе также рассчитаны сечения одноэлектронного возбуждения ряда уровней, данные о которых из других источников авторам работы не известны. Это относится к возбуждению состояний $6s, 7s, 8s, 9s\ ^1S_0$ из основного состояния $5s^2$ и ступенчатому возбуждению состояний $6s, 6p, 7p, 8p, 9p, 10p\ ^1P^0_1$ из состояния $5p$.

Расчет констант скоростей процессов прямого и ступенчатого возбуждения и ионизации проводился с использованием экспериментальных данных, полученных с лазером на парах стронция [4], а также рассчитанных и взятых из литературы данных об эффективных сечениях. Расчет показал, что ступенчатые процессы и ионизация по порядку величин констант скоростей сравниваются с возбуждением резонансного уровня $5p$. Так, во время импульса генерации ($t=50$ нс) константа скорости прямого электронного возбуждения верхнего лазерного уровня $5p\ ^1P^0_1$ достигает значения $K(5p)=3.3\cdot 10^{-7}$ см³/с, в то время, как константа скорости прямой ионизации (из основного состояния $5s^2\ ^1S_0$) и возбуждения верхнего блока уровней, расположенных выше резонансного, составляет $K'''=1.65\cdot 10^{-7}$ см³/с. Для того же периода в течение импульса накачки ступенчатые процессы превышают возбуждение резонансного уровня $5p\ ^1P^0_1$ по порядку величины константы скорости ($K''=7.7\cdot 10^{-7}$ см³/с). Данный факт свидетельствует о том, что в атоме стронция существенную роль играют ступенчатые процессы. В то время как для получения эффективной генерации необходимо заселять преимущественно верхний лазерный уровень.

Список публикаций:

- [1] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 144 с.
- [2] Chen S.T., Leep D., Gallagher A., Phys. Rev. A., **13**, 3, 947–952 (1976).
- [3] Стародуб В.П., Алексахин И.С., Гарга И.И., Запесочный И.П., Опт. и спектр., **35**, 6, 1037–1045 (1973).
- [4] A.N. Soldatov, A.G. Filonov, A.S. Shumeiko, A.E. Kirilov, B. Ivanov, R. Haglund, M. Mendenhall, B. Gabella, and I. Kostadinov. A Sealed-off Strontium-Vapor Laser, Proc. VI Int. Conf. "Atomic and molecular pulsed lasers", Tomsk, 15 – 19 September, 2003. – P. 103.

Оптические свойства и фотопроводимость в эпитаксиальных гетероструктурах кристаллов группы силленитов

Суднищикова Илона Павловна

Башкирский Государственный Университет

Чувывров Александр Николаевич, д. ф.-м. н

В работе описан новый электрооптический эффект электрофотостимулированного поглощения света в эпитаксиальных гетероструктурах некоторых кристаллов группы силленитов.

Исследовались двухслойные системы Gr-силленита ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) и Cr-силленит ($\text{Bi}_{38}\text{CrO}_{60}$) помещенные в электрическое поле конденсатора.

Все полученные результаты суммируются следующим образом:

1. При отсутствии фотовозбуждения Ge-(Si_i)-силленита влияние поля на оптические характеристики Cr-силленита не замечены;
2. При фотовозбуждении Ge-(Si_i)-силленита и увеличении напряжения электрического поля интенсивность проходящего (зондирующего) света при фиксированной длине волны изменялась до 40-45% при управляющем напряжении порядка 0-1000В;
3. В спектре поглощения проходящего света с увеличением напряженности электрического поля наблюдается смещение максимума поглощения в коротковолновую область;
4. Исследования методом малоугольного рассеивания света при одновременном действии напряжения и фотовозбуждения Ge-силленита показали отсутствие увеличения (уменьшения) светорасстояния;
5. При подаче на кристалл импульсных напряжений 500 В возникает модуляция света 70% и частотой до 100 кГц;
6. Легирование Ge-силленита ионами магния позволило увеличить ослабление до 80-85% ($U=200\text{В}$);
7. Эффект устойчиво наблюдается на системе Ge-силленит – Cr-силленит, так и на системе Si-силленит – Cr-силленит;
8. Существенную роль играет качество границы раздела кристаллов и в случае неоднородной границы эффект отсутствовал;
9. Эффект слабо проявляется при малых концентрациях Cr.

Возможны несколько вариантов объяснений эффекта: Cr-силленит – материал с ярко выраженным эффектом Франка-Келдыша; в кристалле Cr-силленит при действии засветки и электрического поля возникает новая фаза и происходит светорассеяние на зародышах новой фазы; при инъекции электронов в Cr-силлените из Ge-силленита образуются новые центры окраски или же происходят изменения зонной структуры Cr-силленита. Теоретические оценки показывают, что в широкозонных полупроводниках кристаллов типа силленитов при полях $E \sim 10^2 - 10^3$ В/см эффект Франка-Келдыша мал, однако он может возникнуть, например, при наличии p-n – перехода в системе Ge-силленит Cr-силленит, но экспериментально подобный переход не наблюдался.

Параллельные исследования малоуглового рассеяния света и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей не показали наличия каких-либо структурных переходов в Ge-силлените или в Cr-силлените. С другой стороны исследования фотопроводимости силленитов (методом Ван-дер Пауве для высокоомных полупроводников) группы переходных ионов (Cr, Ti, V, F, Mn) показали отсутствие фотопроводимости в кристаллах Cr-силленита. Весьма существенным является факт изменения проводимости Cr-силленита в двухслойной эпитаксиальной системе при действии на неё электрического поля и одновременном фотовозбуждении подложки Ge-силленита. По результатам измерений эффекта Холла выяснено, что Cr-силленит имеет ярко выраженную проводимость n – типа. Эти данные позволяют предполагать, что обнаруженный электрооптический эффект существенно определяется зонной структурой Cr-силленита и, в частности, степенью легирования ионами Cr. Состояние ионов хрома при легировании в соединении $Bi_{38}CrO_{60}$, по-видимому, соответствует состоянию Cr^{+3} изоморфно заменяющих ионы Bi^{+3} в узлах кристаллической решётки.

С учётом выше приведённого наиболее удовлетворительной является модель электрооптического эффекта, состоящая в следующем. Возникновение фотоносителей при фотовозбуждении Ge-силленита и одновременном действии электрического поля приведёт к образованию объёмного заряда (при отсутствии тока через кристалл) в структуре силленитов гораздо больше по величине, чем при раздельном действии этих внешних факторов. Наличие объёмного заряда в Cr-силлените вызывает не только изменение концентрации электронов в зоне проводимости, но и приведёт к изменению числа заполненных состояний в d -зоне. Последнее соответственно окажет значительное влияние на возможность оптических переходов в исследуемой системе, что достаточно хорошо объясняет изменение интенсивности проходящего света и смещение максимума поглощения. Отсутствие электрооптического эффекта в перечисленных выше силленитах группы переходных металлов и его в Cr-силлените, вероятно, связано с расположением уровня Ферми в верхней d -зоне Cr-силленита, которая в свою очередь расположена непосредственно вблизи дна зоны проводимости или сливается с последней из-за её температурного уширения. Это, в частности, объясняет отсутствие фотопроводимости и ряд других явлений. По-видимому, изменения, аналогичные описанным, могут быть вызваны и рядом других физических воздействий: магнитным полем, механическим напряжением, температурой и т. д.

Материалы с запрещенной фотонной зоной на основе пористого кремния и цирконата титаната свинца

Сычев Федор Юрьевич

Московский Государственный Университет

Мурзина Татьяна Владимировна, к.ф.-м.н

fsychev@shg.ru

В последнее время большое внимание уделяется структурам с фотонной запрещенной зоной – фотонным кристаллам. Они представляют интерес в связи со своими уникальными оптическими свойствами, которые обуславливают возможность их использования в различных устройствах оптоэлектроники. Одним из материалов, на основе которого в настоящее время изготавливаются фотонные кристаллы, является пористый кремний. Методом электрохимического травления из кристаллического

кремния можно сформировать слоистую структуру пористого кремния, которая будет являться одномерным фотонным кристаллом, микрорезонатором или более сложной структурой. Интересной и важной задачей является изготовление сегнетоэлектрических и магнитных материалов путём заполнения пор фотонных кристаллов из пористого кремния различными веществами.

В настоящей работе была предпринята попытка создания сегнетоэлектрического фотонного кристалла на основе матрицы пористого кремния. Методом электрохимического травления, используя пластины кремния (100) р-типа, были изготовлены серии образцов – однородных пленок пористого кремния, фотонных кристаллов и микрорезонаторов. Образцы характеризовались методом спектроскопии линейного коэффициента отражения, который показал наличие фотонных запрещенных зон и микрорезонаторных мод у фотонных кристаллов и микрорезонаторов соответственно. Полученные структуры заполнялись сегнетоэлектрическим веществом – цирконатом титаната свинца (ЦТС). Кристаллический ЦТС формировался в объеме пористого кремния по золь-гель технологии: исходный золь под действием капиллярных сил заполнял поры структуры, затем посредством термической обработки из золя формировались микрокристаллиты ЦТС. Свидетельством частичного заполнения пор структур ЦТС являются: изменение показателя преломления плёнок пористого кремния, спектральный сдвиг фотонной запрещенной зоны фотонных кристаллов и спектральный сдвиг фотонной запрещенной зоны и микрорезонаторной моды микрорезонаторов.

Структурные и оптические свойства $\text{H}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ волноводных слоев

Тайсин Ильяс Фаизович

Шевцов Денис Игоревич

Азанова Ирина Сергеевна

Пермский государственный университет

Волынцев Анатолий Борисович, д. ф.-м. н

taisn@psu.ru

Волноводы на основе монокристаллов ниобата лития являются базовыми структурами для изготовления ряда интегрально-оптических компонентов. Наибольшее распространение получили два способа изготовления волноводных слоев на основе ниобата лития: 1) диффузия титана вглубь подложки ($\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$); 2) протонный обмен ($\text{H}:\text{LiNbO}_3$). При этом волноводы, полученные первым способом, поддерживают распространение двух поляризаций света ТЕ- и ТМ-моды, а в протонообменных поддерживается только ТЕ-мода. Формирование протонообменных титанодиффузных волноводов ($\text{H}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$) на подложках монокристаллического ниобата лития представляет особый интерес, поскольку изменение показателя преломления таких волноводов относительно показателя преломления подложки $\Delta n_e \sim 0.15$, что невозможно для протонообменных и титанодиффузных волноводов в отдельности. Также $\text{H}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ волноводы, как и протонообменные, поддерживают распространение света одной поляризации. Исследование механизмов изменения Δn_e волноводного слоя $\text{H}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ показало, что полное Δn_e не является суммой Δn_e индуцированных легированием водородом и титаном в отдельности. Ранее такие $\text{H}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ структуры были исследованы. Показано, что распределение тензора деформации ϵ_{33} является

суммой тензора деформации ε_{33} H:LiNbO_3 волноводного слоя и Ti:LiNbO_3 волноводного слоя. Была показана возможность создания ненапряженной H:Ti:LiNbO_3 структуры, при существовании волновода на поверхности пластины. Ранее также была изучена стабильность показателя преломления H:Ti:LiNbO_3 волноводного слоя при закалках в температурном интервале 20-250 °С. Было показано отсутствие заметного влияния повышенной температуры на показатель преломления.

Цель настоящего исследования – изучение структурных и оптических свойств H:Ti:LiNbO_3 волноводных слоев с высокой концентрацией водорода. А также стабильность оптических и структурных свойств данных волноводных структур при термоциклировании. С этой целью было изготовлено несколько планарных волноводов диффузией титана, после чего был произведен протонный обмен в расплаве бензойной кислоты. Для исследования структурных характеристик волноводных слоев применялся метод рентгеновской дифрактометрии, с помощью установки ДРОН-УМ1. Профиль деформации кристаллической решетки по глубине восстанавливался с помощью моделирования кривых рентгеновского рассеяния на основе динамической теории рентгеновского рассеяния и сравнением полученных рассчитанных кривых с экспериментальными кривыми. Оптические характеристики волноводных слоев исследовались методами модовой спектроскопии, с помощью установки призмного ввода. Профиль показателя преломления по глубине восстанавливался по измеренным эффективным показателям волноводных мод с помощью обратного ВКБ-метода.

Было изготовлено три серии образцов ТП1, ТП2 и ТП3 из кристаллов ниобата лития X-среза. Образцы серии ТП1 были легированы титаном: высота оксидной пленки 300 Å, температура отжига 1000 °С в течение 5 часов. Протонный обмен производился в расплаве чистой бензойной кислоты при температуре 240 °С в течение 4 часов. ТП2 – высота пленки 400 Å, температура отжига 1000 °С, время 5 ч. Протонный обмен в бензойной кислоте – 175 °С, 14 часов. Третья серия образцов ТП3 – высота пленки 250 Å, температура отжига 980 °С, время 5 ч. Протонный обмен проводился в расплаве бензойной кислоты при температуре 240 °С в течение 4 часов. После легирования титаном поддерживались моды, соответствующие как ТЕ-, так и ТМ-поляризации. После протонного обмена поддерживались моды только ТЕ-поляризации. В процессе исследования на H:Ti:LiNbO_3 образцах была произведена серия термообработок. Образцы подвергались последовательным закалкам и релаксациям. Серия ТП1 была отожжена, а затем вновь произведена серия термообработок. После каждой термообработки производились измерения структурных и оптических характеристик H:Ti:LiNbO_3 волноводных слоев.

В ходе эксперимента впервые обнаружено несколько ранее неизвестных явлений. В высоко концентрированных водородом H:Ti:LiNbO_3 структурах профиль деформации кристаллической решетки не является суммой профилей деформации H:LiNbO_3 и Ti:LiNbO_3 , в отличие от данных из литературных источников. Обнаружено, что повышенная температура вносит существенные изменения в профиль деформации, тогда как профиль показателя преломления практически не меняется. При термоциклировании обнаружена обратимость фазовых переходов в H:Ti:LiNbO_3 волноводных структурах.

Изучение нелинейных свойств халькогенидных стёкол, активированных редкоземельными ионами.

Трушкова Ульяна Витальевна

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Пастор Александр Александрович, к.ф.-м. н

Uliana@ut12751.spb.edu

Оптические методы хранения и обработки больших массивов информации активно обсуждаются в последнее десятилетие в качестве возможной альтернативы традиционным методам. В частности, голографические методики хранения и параллельной обработки данных.

Как известно, для голографической записи информации используются некоторые виды неорганических стекол. Известно, что материалы, используемые для записи голограмм, должны иметь высокое пространственное разрешение. А в стекле надежно регистрируемые оптические неоднородности могут иметь размер, соизмеримый с длиной волны записывающего и зондирующего излучения. Таким образом, предельная плотность записи информации может достигать $10^{10} - 10^{11}$ бит/мм³.

Халькогенидные стеклообразные полупроводники в силу своих свойств выглядят наиболее подходящими для записи на них информации. О них и пойдёт речь в дальнейшем.

Халькогенидными стеклообразными полупроводниками (ХСП) принято называть класс химических соединений, одним из компонентов которых является халькоген, т.е. S (сера №16), Se (селен №34) или Te (теллур №52). Стеклообразные халькогениды образуются, как правило, при сплавлении халькогенов с элементами главных подгрупп III-V и VII групп таблицы Менделеева.

Основной отличительной особенностью применения халькогенидных полупроводниковых стекол в качестве оптических материалов является возможность изменения их оптических характеристик (таких как положение границы полосы пропускания, коэффициента преломления и т.д.) в результате внешнего воздействия или при химико-структурных превращениях, позволяющие в конечном итоге, после соответствующей обработки, формировать рельефные и объемные оптические элементы [1]. Установлено, что под действием освещения изменяется не только пропускание, но также и отражение и, что особенно важно, показатель преломления. При этом энергия квантов света и температура образцов играют значительную роль в протекании фотостимулированных процессов. Переход от видимого света к ультрафиолетовому излучению или повышение температуры в ряде случаев радикально меняют характер фотостимулированных изменений. Параметры фотостимулированных изменений также сильно зависят и от состава ХСП, что позволяет в процессе синтеза создание стекла с заданными свойствами. При этом изменения этих свойств могут быть как необратимыми, так и обратимыми. Во втором случае появляется возможность создания управляемого оптического элемента, что особенно важно для дальнейшего развития технологий передачи информации при помощи оптоволоконных линий связи.

В связи с этим была поставлена задача исследовать изменения оптических свойств некоторых типов халькогенидных стёкол при взаимодействии с лазерным излучением.

**Исследование продольного сегментированного разряда типа
положительный столб – двойной слой (ПС-ДС) как активной среды
газовых лазеров**

Фесенко Александр Анатольевич

Ростовский Государственный Университет

Латуш Евгений Леонидович, д.ф-м.н.,

Чеботарев Геннадий Дмитриевич, к.ф-м.н

latush@phys.rsu.ru

Плазма положительного столба (ПС) газового разряда часто применяется в газовых лазерах, где давление газа (или смеси газов) не превышает единиц тор. Однако для получения генерации на большом наборе высокоэнергетических линий и при давлениях порядка десятков тор необходимы быстрые электроны, которых в положительном столбе сравнительно мало, вследствие чего ПС оказывается в данном случае не всегда эффективным [1]. Хорошим решением проблем является использование разряда с полым катодом (РПК), где электроны ускоряются в перекрывающихся областях отрицательного свечения. Лазерные трубки с использованием эффекта полого катода нашли широкое применение для создания многоцветных лазеров, но конструктивная сложность и нестабильность разряда являются их недостатками.

В настоящем докладе впервые рассматривается возможность использования для создания активных сред лазеров периодической структуры, состоящей из последовательности двойных электрических слоев плазмы (ДС), возникающих в положительном столбе газового разряда переменного диаметра (ПС-ДС – структура). Двойной слой формируется с катодной стороны разрядной трубки на границе изменения диаметров и состоит из пространственно разделенных слоев электрических зарядов разного знака [2 – 4]. Следовательно, на ДС возникает определенная разность потенциалов (тем большая, чем больше разность диаметров), способствующая ускорению электронов плазмы. Доля быстрых электронов в такой плазме значительно больше, чем просто в однородном ПС.

Нами были проведены численные расчеты параметров ПС-ДС структуры для различных условий. С использованием этих расчетов разработан и создан активный элемент такого лазера. Он представляет собой набор чередующихся сегментов с внутренним диаметром 4,5 мм и длиной 20 мм (18 штук) и сегментов с внутренним диаметром 10 мм. Этот набор в свою очередь вложен в стеклянную трубку с припаянными к ней электродами и окнами Брюстера.

К настоящему моменту проведены эксперименты по изучению ПС-ДС-разряда в данной трубке в гелии и криптона, а также получена генерация лазерного излучения в импульсном режиме в смеси He-Kr на ионных линиях криптона (431,8; 458,3; 469,4 нм KrII). В частности было найдено, что коэффициент усиления активной среды,

содержащей последовательность двойных слоев, выше, чем при использовании только ПС. Так, на линии 469,4 нм КгII был достигнут коэффициент усиления 47 %/м, если учитывать только узкие участки трубки и 30 %/м, с учетом активной длины всей трубки, что примерно на 20% выше, чем в однородном положительном столбе с диаметром трубки 4,5 мм.

В ближайшее время планируется изучить генерацию на ионных линиях кадмия (441,6; 533,7; 537,8 нм CdII) в смеси He-Cd. Результаты этих исследований также будут представлены в докладе.

Список публикаций:

[1] Иванов И. Г., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. *Ионные лазеры на парах металлов.*

М.: Энергоатомиздат, 1990.

[2] Грановский В. Л. *Электрический ток в газе. Установившийся ток.* М.:

Наука, 1971, С. 441 – 449.

[3] Грязневич М. П., Лавров Б. П., *Письма в ЖТФ*, 3, 697-700 (1977).

[4] *Физическая энциклопедия.* М.: Советская энциклопедия, 1988, Т. 1, С.562-563.

Особенности изменения временной структуры фемтосекундного импульса при фокусировке

Фроленкова Мария Валерьевна

Лебедев Михаил Константинович, Кытманов Антон Валерьевич

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Толмачев Юрий Александрович, д. ф.–м. н

razman_maria@mail.ru

Расчет структуры поля вблизи фокуса сходящегося ультракороткого светового импульса даже в линейных системах является сложной задачей, поскольку требуется одновременно учесть изменение структуры поля во времени и пространстве. Импульсный подход к решению задач дифракции [1] позволяет найти компактную аналитическую форму решения, благодаря которой существенно увеличивается скорость расчета и выявляется специфическая форма сигнала в окрестности точки фокуса. Тем самым расширяются возможности учета различных изменений при решении задач линейной оптики, например, подобных [2].

Представленная работа включает в себя два этапа. Первый — аналитический расчет поля, второй — численное моделирование распространения сферической волны. В обоих случаях за основу взято соотношение, описывающее дифракцию бесконечно-короткого импульса на точечном отверстии:

$$h_0(x_0, z_0, t) = \frac{z_0}{r^3} \delta\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{1}{cr} \left[1 + \frac{z_0}{r} \right] \delta_t \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad 1) \quad ($$

где $z_0 = r \cos \varphi$, $x_0 = r \sin \varphi$, $\delta_t \equiv \partial \delta / \partial t$.

Предположим, что сферическая волна $V(\rho, t) = \frac{1}{\rho} \delta\left(t - \frac{R - \rho}{c}\right)$ облучает отверстие радиуса a в поглощающем сферическом экране, радиус которого R . Вычисляя интеграл Кирхгофа, получим соотношение

$$V(P, t) = \frac{(ct + 2R - \zeta)(ct + \zeta)}{8\pi R(R - \zeta)} \cdot \Phi'(ct) \cdot [\Theta(t - \zeta/c) - \Theta(t - (2R - \zeta)/c)] + \frac{1}{2\pi(R - \zeta)} \cdot \Phi(\zeta) \cdot \delta(t - \zeta/c) - \frac{1}{2\pi(R - \zeta)} \cdot \Phi(2R - \zeta) \cdot \delta[t - (2R - \zeta)/c] \quad (2)$$

близкое по качественной структуре с найденным ранее [3] для случая дифракции плоской волны на круглом отверстии. Здесь функция $\Phi(r) \equiv \int_0^{2\pi} T(r, \varphi) d\varphi$ определяется

амплитудным пропусканием отверстия, ζ — расстояние от точки наблюдения до ближайшей к ней точки поверхности S по нормали к фронту волны. В приведенном соотношении первое слагаемое соответствует дифрагированной волне, а два последующих — прошедшей через отверстие, причем первое из них определяется сходящейся волной на участке от отверстия до фокуса, а второе — волной, расходящейся после фокуса. Как показывает эта формула, падающая волна *меняет знак*, проходя через фокус. В стационарной теории дифракции этому соответствует решение, содержащее одновременно сходящуюся и расходящуюся волны.

Дифрагированная волна на оси симметрии системы состоит из двух дельта-функций противоположного знака, причем обе они меняют знак после фокуса.

$$V(\zeta, t) = \frac{1}{R - \zeta} \cdot \delta(t - \zeta/c) - \frac{1}{2(R - \zeta)} \cdot \left[1 + \frac{R}{l} - \frac{\sqrt{R^2 - a^2}}{l} + \frac{\sqrt{R^2 - a^2}}{Rl} \zeta \right] \cdot \delta(t - l/c) \quad (3)$$

Здесь l — расстояние от точки наблюдения до края отверстия. Как видно из (3), форма импульсного отклика качественно *не меняется*, пройдя точку фокуса. В зависимости от расстояния до фокуса меняется только временной промежуток между дельта-импульсами. Вначале он убывает, обращаясь в нуль в фокусе, затем — возрастает.

Непосредственно в точке фокуса имеем:

$$V(P, t) \approx \frac{a^2}{2R^2 c} \cdot \delta_t(t - R/c) \quad (4)$$

Это соотношение показывает, что вследствие дифракции любой ультракороткий импульс в точке фокуса превращается в свою первую производную по времени. Соответственно преобразуется и спектр импульса, расширяясь в область высоких частот. За фокусом форма сигнала восстанавливается, однако она *ни в одной точке пространства не совпадает с формой исходного импульса*.

В том случае, когда мы имеем дело со сферическим импульсом в свободном пространстве, дифрагированная волна отсутствует, но вновь форма сигнала в центре кривизны должна соответствовать производной исходного импульса.

Проверка правильности сделанных выводов была осуществлена для двух случаев: ограниченное отверстие и сферический импульс. Результаты численного моделирования распространения волны будут представлены на конференции, они полностью подтверждают данные аналитического расчета.

Список публикаций:

[1] М. К. Лебедев, Ю. А. Толмачев, *О дифракции ультракороткого импульса на отверстии, Оптика и спектроскопия.*

[2] М.В. Разманова (Фроленкова), Ю.А. Толмачев, *Анализ взаимодействия зонной пластинки с плоской волной импульсным методом, Вестник СПбГУ. Сер. 4, 2003, вып.1 (№4).*

[3] М. К. Лебедев, Ю. А. Толмачев, А. Г. Антипов, М. В. Разманова, *Дифракция ультракороткого импульса на круглом отверстии. Асимптотические соотношения, Вестник Санкт-Петербургского университета.*

Влияние параметров разрядного контура на генерационные характеристики лазера на парах свинца

Щаденко Сергей Владимирович

Жданев Олег Валерьевич

Томский политехнический университет

Евтушенко Геннадий Сергеевич, д.ф-м.н

schadenkoSV@mail2000.ru

Целью данной работы является разработка математической модели лазера на парах свинца (ЛПС) в течение импульса возбуждения, для четырех схем разрядного контура, а также оценка влияния параметров разрядного контура на генерационные характеристики.

Математическую модель ЛПС, состоящую из системы жестких дифференциальных уравнений, можно разделить на две модели. Первая - это модель разрядного контура, которая строится на основе уравнений Кирхгофа и описывает изменение токов и напряжений в контуре. Вторая - это кинетическая модель. В кинетическую модель ЛПС входят уравнения для концентрации и температуры электронов, населенности резонансного и метастабильного уровней, а также энергии излучения на длине волны 722,9 нм.

Математическая модель ЛПС составлена для следующих схем накачки:

1. Схема с прямым разрядом накопительного конденсатора.
2. Схема с шунтирующей индуктивностью.
3. Схема с обостряющим конденсатором.
4. Схема с обостряющим конденсатором и шунтирующей индуктивностью.

Модель разрядного контура представлена в работе [1]. Здесь мы остановимся лишь на кинетической модели ЛПС.

Кинетическая модель ЛПС

Для индексов приняты следующие обозначения: 0 - основной уровень; r - резонансный уровень; m - метастабильный уровень; Ion - уровень ионизации;

Населенность метастабильного уровня

$$\begin{aligned} \frac{dN_m}{dt} = & N_e \cdot \left((N_r \cdot k_{r \rightarrow m} + N_0 \cdot k_{0 \rightarrow m}) - N_m \cdot (k_{m \rightarrow lon} + k_{m \rightarrow 0} + k_{m \rightarrow r}) \right) + \\ & + n_{722} \cdot \sigma_{722} \cdot c \cdot \left(N_r - \frac{g_r}{g_m} \cdot N_m \right) - 5.76 \cdot N_m \cdot \frac{D_m}{R^2} + N_r \cdot A_{r \rightarrow m} \end{aligned} \quad (1)$$

где N_0 - концентрация атомов свинца в основном состоянии; N_m - концентрация атомов свинца в метастабильном состоянии; N_r - концентрация атомов свинца в резонансном состоянии; D_m - коэффициент диффузии метастабильного состояния; R - радиус ГРТ; $A_{r \rightarrow m}$ - вероятность спонтанного перехода $r \rightarrow m$; σ_{722} - сечение усиления для лазерного перехода с $\lambda = 722.9$ нм; n_{722} - концентрация фотонов с длиной волны 722.9 нм; g_r - статистический вес резонансного уровня; g_m - статистический вес метастабильного уровня; c - скорость света; $k_{i \rightarrow j}$ - константа скорости перехода с уровня i на уровень j .

Населенность резонансного уровня

$$\begin{aligned} \frac{dN_r}{dt} = & N_e \cdot (N_m \cdot k_{m \rightarrow r} + N_0 \cdot k_{0 \rightarrow r} - N_r \cdot (k_{r \rightarrow lon} + k_{r \rightarrow 0} + k_{r \rightarrow m})) - 5.76 \cdot N_r \cdot \frac{D_r}{R^2} - \\ & - n_{722} \cdot \sigma_{722} \cdot c \cdot \left(N_r - \frac{g_r}{g_m} \cdot N_m \right) - N_r \cdot A_{r \rightarrow m} + N_e^3 \cdot k_{lon \rightarrow r} - N_r \cdot A_{r \rightarrow 0} \cdot F_{r \rightarrow 0} \end{aligned} \quad (2)$$

где N_e - концентрация электронов; D_r - коэффициент диффузии метастабильного состояния; $A_{r \rightarrow 0}$ - вероятность спонтанного перехода $r \rightarrow 0$; $F_{r \rightarrow 0}$ - фактор ускользания для перехода $r \rightarrow 0$.

Концентрация электронов

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \cdot (N_0 \cdot k_{0 \rightarrow lon} + N_m \cdot k_{m \rightarrow lon} + N_r \cdot k_{r \rightarrow lon}) - N_e \cdot \frac{D_a}{R^2} - N_e^3 \cdot k_{lon \rightarrow r} \quad (3)$$

где D_a - коэффициент амбиполярной диффузии.

Температура электронов

$$\begin{aligned} \frac{dT_e}{dt} = & -\frac{T_e}{N_e} \cdot \frac{dN_e}{dt} + \frac{2}{3} \cdot \frac{\rho \cdot j^2}{Ne} + \frac{2}{3} \cdot (E_{0 \rightarrow r} \cdot k_{0 \rightarrow r} \cdot N_0 + E_{r \rightarrow 0} \cdot k_{r \rightarrow 0} \cdot N_r + E_{0 \rightarrow m} \cdot k_{0 \rightarrow m} \cdot N_0 + E_{m \rightarrow 0} \cdot k_{m \rightarrow 0} \cdot N_m \\ & + E_{0 \rightarrow lon} \cdot k_{0 \rightarrow lon} \cdot N_0 + E_{m \rightarrow r} \cdot k_{m \rightarrow r} \cdot N_m + E_{r \rightarrow m} \cdot k_{r \rightarrow m} \cdot N_r + E_{m \rightarrow lon} \cdot k_{m \rightarrow lon} \cdot N_m + E_{r \rightarrow lon} \cdot k_{r \rightarrow lon} \cdot N_r + E_{lon \rightarrow r} \cdot k_{lon \rightarrow r} \cdot N_e) \end{aligned} \quad (4)$$

где ρ - проводимость плазмы ГРТ; j - плотность тока через ГРТ; $E_{i \rightarrow k}$ - энергия, вкладываемая в температуру электронов в результате перехода с уровня i на уровень k .

$$\frac{dn_{722}}{dt} = 3 \cdot 10^5 \cdot \sigma_{722} \cdot c \cdot N_r + n_{722} \cdot \sigma_{722} \cdot c \cdot \left(N_r - \frac{g_{3p1}}{g_{1d2}} \cdot N_m \right) - \gamma \cdot n_{722} \quad (5)$$

γ - обратное время жизни фотона в резонаторе.

Результаты

Разработана математическая модель, позволяющая исследовать усредненные по объему активной среды параметры генерации лазера на парах свинца, включая временные зависимости населенностей уровней атома металла. На основе разработанной модели разряда ЛПС проведено исследование влияния параметров схем накачки на генерационные характеристики. Показано, что при увеличении индуктивности разрядного контура происходит значительное уменьшение мощности выходного лазерного излучения. При увеличении емкости обостряющего и

накопительного конденсатора, а также напряжения на накопительном конденсаторе происходит увеличение мощности лазерного излучения. Изменение величины шунтирующей индуктивности практически не изменяет мощность выходного лазерного излучения.

Список публикаций:

[1] Щаденко С.В., Жданеев О.В. «Моделирование процессов в разрядном контуре промышленного лазера на парах металла» // Сборник тезисов Десятой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых.

Моделирование процессов в разрядном контуре промышленного лазера на парах металла

Щаденко Сергей Владимирович

Жданеев Олег Валерьевич

Томский политехнический университет

Евтушенко Геннадий Сергеевич, д.ф.-м.н

schadenkoSV@mail2000.ru

На сегодняшний день, объем продаж коммерческих лазеров на парах металлов (ЛПМ) занимает незначительный сегмент общемирового рынка лазерных систем [1]. Под коммерческими в данном случае имеются ввиду лазеры с мощностью излучения до 120 Вт и с КПД от 0.5 до 1 %. Такая ситуация сложилась в силу того, что основные производства ЛПМ ориентированы либо на научные исследования, либо на создание мощных стационарных промышленных установок. Поэтому разработка коммерческих ЛПМ, на сегодняшний день, является актуальной задачей. Поскольку ЛПМ еще не достаточно исследованы, а построение их действующих макетов связано со значительными затратами, то наиболее целесообразным является исследование данных лазеров методами численного моделирования.

Целью данной работы является разработка модели разряда лазера на парах свинца в течении импульса возбуждения, для четырех схем разрядного контура, а также оценка влияния параметров разрядного контура на характеристики газового разряда.

Математическую модель разряда ЛПС, состоящую из системы жестких дифференциальных уравнений, можно разделить на две модели. Первая - это модель разрядного контура, которая строится на основе уравнений Кирхгофа и описывает изменение токов и напряжений в контуре. Вторая модель определяет изменение концентрации и температуры электронов и носит название кинетической модели.

В данной работе исследуются четыре схемы разрядных контуров:

1. Схема с прямым разрядом накопительного конденсатора.
2. Схема с шунтирующей индуктивностью.
3. Схема с обостряющим конденсатором.
4. Схема с обостряющим конденсатором и шунтирующей индуктивностью.

Ниже приводится модель разряда ЛПС для схемы с шунтирующей индуктивностью (рис. 1).

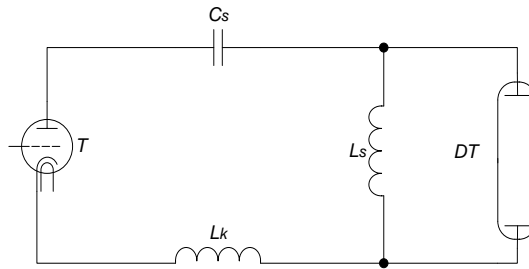


рис. 1. Схема накачки с прямым разрядом накопительного конденсатора.

Модель разрядного контура

$$\frac{dU_{Cs}}{dt} = -\frac{I}{C_s}, \quad (1)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{U_{Cs} - R_d(N_e, T_e) \cdot I - R_{th}(t) \cdot I}{L_{kd}}, \quad (2)$$

где U_{Cs} – напряжение на накопительном конденсаторе; I – ток разряда через ГРТ; C_s – величина емкости накопительного конденсатора, $R_d(N_e, T_e)$ – активное сопротивление разряда ГРТ, зависящее от концентрации и температуры электронов; L_{kd} – индуктивность представляющая собой сумму индуктивности разрядного контура L_k и индуктивности разряда L_d ; $R_{th}(t)$ – сопротивление тиратрона.

Кинетическая модель

$$\frac{dN_e}{dt} = k_{iPb} \cdot N_e \cdot N_{Pb}, \quad (3)$$

где N_e – концентрация электронов; N_{Pb} – концентрация свинца; k_{iPb} – константа скорости ионизации атомов свинца.

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e}{N_e} \frac{dN_e}{dt} + \frac{2}{3} (Q_j - Q_i - Q_{\Delta T}), \quad (4)$$

где Q_i – мощность, затрачиваемая на ионизацию свинца; Q_j – мощность, выделяющаяся при джоулевым нагреве; $Q_{\Delta T}$ – мощность, затрачиваемая на нагрев тяжелых частиц в упругих соударениях.

Результаты

На основе разработанной модели разряда ЛПС проведено исследование влияния параметров схем накачки на характеристику импульса возбуждения:

- Увеличение индуктивности разрядного контура лазера на парах свинца приводит к увеличению длительности и уменьшению амплитуды импульса тока, т.е. к уменьшению крутизны переднего фронта.
- Увеличение емкости накопительного конденсатора приводит к увеличению длительности и амплитуды импульса тока, при практически неизменной крутизне переднего фронта импульса тока.
- Увеличение начального напряжения на накопительном конденсаторе приводит к увеличению амплитуды и крутизны переднего фронта импульса тока, при неизменной длительности импульса.
- Изменение шунтирующей индуктивности, в схеме 2, практически не приводит к изменению импульса тока.

- Увеличение емкости обостряющего конденсатора, в схеме 3, приводит к затягиванию переднего фронта импульса тока.
Кроме этого, показано, что наиболее эффективной схемой накачки является схемы 3 и 4.

Метод определения нелинейности системы регистрации импульсного излучения

Юдников Дмитрий Вячеславович

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Иванов Валерий Сергеевич, д.ф.-м.н.

yudnikov@e-mail.ru

Нелинейности системы регистрации интенсивности импульсного излучения могут быть обусловлены не только амплитудными и частотными нелинейностями отдельных элементов и узлов системы, но также ее конфигурацией, свойствами регистрируемого излучения, внешними условиями и т.п. По этой причине, функция отклика системы регистрации должна определяться в условиях идентичных, или, по крайней мере, близких к условиям реального эксперимента. При регистрации импульсов малой длительности и интенсивности, известные методы определения функции отклика [1,2] либо имеют существенные ограничения по точности, либо трудно адаптируемы к лабораторным условиям.

В настоящей работе предложен независимый метод определения функции отклика системы регистрации интенсивности импульсного излучения, обеспечивающий высокий уровень точности и легко реализуемый в лабораторных условиях. Суть метода состоит в измерении зависимости отклика системы регистрации от положения некалиброванного регулятора интенсивности излучения при различных значениях коэффициента пропускания ослабителя, установленного перед фотодетектором. В отличие от традиционного метода регулируемого ослабления, предложенный метод не требует знания величины коэффициента пропускания ослабителя, а лишь предполагает его независимость от интенсивности регистрируемого излучения.

Возможности предложенного метода продемонстрированы на примере определения функции отклика системы регистрации, построенной на базе фотоумножителя ФЭУ-100 и преобразователя заряд-частота AD-654. Предложен алгоритм обработки результатов калибровочных измерений, пригодный даже в условиях наличия больших нелинейностей системы регистрации. Проанализирована физическая природа нелинейностей функции отклика.

Список публикаций:

[1] T. Larason, "Measurement of detector linearity." Document of CIE TC2-29, (1999). Available on cie2.nist.gov. [2] C. L. Sanders, "Accurate Measurements of and Corrections for Nonlinearities-in Radiometers." J.Res.NBS A, 76A, 437-453, (1972).

Исследование динамических характеристик ударных волн при оптическом пробое воздуха.

Яровенко Федор Петрович

Дальневосточный государственный университет

Fp1982@inbox.ru

В данной работе исследовалась генерация ударных волн при оптическом пробое воздуха. В качестве излучения для возбуждения оптического пробоя использовался Nd:YAG лазер (длина волны 532 нм, длительность импульса 5 нс, энергия в импульсе 200 мДж). Система регистрации состояла из гелий-неонового лазера (со средней выходной мощностью на длине волны 6328 А порядка 32 мВт), системы формирования фронта излучения, телескопа, расширяющего апертуру пучка до 4 см и формирующего коллимированный пучок. Далее, коллимированное излучение проходило область взаимодействия лазерного излучения с воздушной средой и поступало на телескопическую систему, формирующую изображение плоскости взаимодействия.

На рис. 1 представлены изображения области пробоя спустя 10 нс. после прихода лазерного импульса. Искра имеет характерную веретенообразную форму, вытянутую вдоль лазерного излучения. Причем во всех случаях в такой искре хорошо различается значительно более яркая область, имеющая вид эллипса, и менее яркое шнуровидное свечение плазменного факела (рис. 1а, 1б и 1в). В ряде случаев наблюдается распад светящегося объема на отдельные области (рис. 1г и 1д) [1, 2].

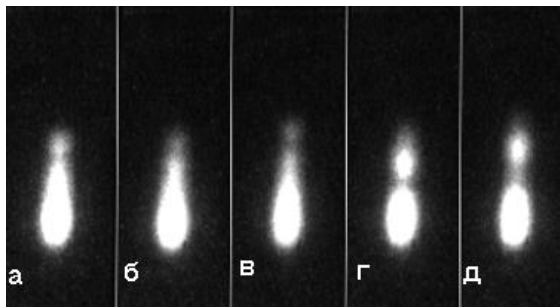


рис. 1. Изображение области пробоя спустя 10 нс. относительно прихода лазерного импульса.

При фокусировки лазерного излучения возникает область, заполненная плазмой, расширение которой приводит к образованию ударной волны. Распространяясь, ударная волна вызывает возмущение среды. Данное возмущение на теневой картине представлено в виде темной области (рис. 2б, 2в, 2г, 2д).

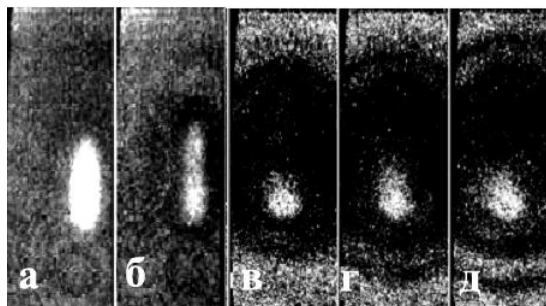


рис. 2. Изображение области пробоя спустя а) 20 нс, б) 100 нс в) 1710 нс, г) 2110 нс, д) 3210 нс, относительно прихода лазерного импульса.

Из снимков (рис 2) видно, что, начиная с конца первой, начала второй микросекунды, энергии ударной волны уже не хватает для образования неоднородности плотности в воздушной среде. На теневых снимках это соответствует отрыву ударной волны от темной области. Стоит отметить, что начиная с 410 нс наблюдается просветление центральной области взрыва, скорее всего данный эффект соответствует выносу вещества, что согласуется с моделью точечного взрыва.

По полученным теневым изображениям (рис. 2) были рассчитаны зависимости расстояния фронта ударной волны от времени прихода лазерного излучения. Данная зависимость описывается с помощью уравнения $r = D \cdot t^{2/5}$ где $D = 56,7$ хорошо согласующейся с теоретической зависимостью движения ударной волны при сильном взрыве без учета противодействия [3].

$$r = \left(\frac{E}{\rho} \right)^{\frac{1}{5}} \cdot t^{\frac{2}{5}} \quad (1)$$

где E – энергия взрыва, ρ - плотность среды, t – время, α – безразмерный коэффициент, зависящий от показателя адиабаты. Используя полученные результаты, была сделана оценка энергии взрыва без учета противодействия, которая составила величину порядка 69 мДж. Далее по данным работ [3] были сделаны оценки энергии в рамках модели точечного взрыва с учетом противодействия. Произведя серию преобразований, над уравнением движения ударной волны, получили следующую зависимость расстояния от времени:

$$r = \frac{2 + \nu}{2} \left(\frac{1}{b E_0^{1/\nu}} \right)^{-\frac{\nu}{2+\nu}} t^{\frac{2}{2+\nu}} \quad (2)$$

$$b = \sqrt{\rho \cdot P}^{-\frac{\nu+2}{2\nu}} \left(\frac{2}{2+\nu} \right)^{\frac{2}{\nu}} \frac{1}{\nu(\gamma\alpha)^{1/\nu} \gamma^{1/2}} \frac{2\nu}{2+\nu} V_{zv}^{\frac{2+\nu}{\nu}} \quad (3)$$

Где t – время; E_0 – энергия взрыва; P , ρ – нормальные давление и плотность воздуха; ν - коэф. отражающий характер взрыва, в случае сферической симметрии равен 3; V_{zv} , – скорость звука в воздухе; γ - показатель адиабаты воздуха.

Из полученного выражения следует, что при учете противодействия имеется такая же функциональная зависимость расстояния от времени, как и без учета. Этот факт позволил сделать пересчет энергии в рамках данной модели, величина энергии которой составила 73 мДж. Работа проводилась при поддержке гранта РФФИ(№ 02-02 17795а) и фонда некоммерческих программ “династия”.

Список публикаций:

- [1] С.Л.Мандельштам, П.П. Пашинин, А.В. Прохиндеев и др. «Исследование искры в воздухе, возникающей при фокусировке излучения лазера». ЖТФ, 1964, т. 47, № 5 (11) с. 2003 – 2007.
 [2] С.Л.Мандельштам, П.П. Пашинин, А.М. Прохоров и др. «Исследование искры в воздухе, возникающей при фокусировке излучения лазера II». ЖТФ, 1965, т. 49, № 1 (7) с. 127 – 134.
 [3] Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1987.