

КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Орбитальный и спиновый угловые моменты фотона, классический и квантовый подходы	
<i>А.В. Горохов</i>	4
Нелинейные волны в среде из несимметричных молекул	
<i>С.В. Сазонов</i>	5
Исследование влияния высокого давления на низкотемпературную оптическую дефазировку в примесном полимере методом фотонного эха	
<i>К.Р. Каримуллин, М.В. Князев, А.В. Наумов</i>	7
Устройства фотоники с когерентным взаимодействием излучения со средой	
<i>Р.М. Архипов, М.В. Архипов, И. Бабушкин, Н.Н. Розанов</i>	9
Анализ диаграммы направленности излучения лазерного диода по экспериментальным данным	
<i>В.В. Близнюк, Н.В. Березовская, М.А. Брит, О.И. Коваль, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов</i>	13
Метод анализа диаграммы направленности излучения лазерного диода, работающего на фундаментальной моде	
<i>В.В. Близнюк, Н.В. Березовская, М.А. Брит, О.И. Коваль, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов</i>	15
Экспериментальное исследование характеристик излучения мощных лазерных диодов в надпороговом режиме для анализа их деградации	
<i>В.В. Близнюк, Н.В. Березовская, М.А. Брит, О.И. Коваль, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов</i>	17
Генерация второй гармоники в регулярных доменных структурах с флуктуациями толщины промежуточных однородных слоев	
<i>А.М. Вьюнышев, И.В. Тимофеев, А.С. Чиркин</i>	19
Поведение двумерных предельно коротких оптических импульсов в присутствии постоянного магнитного поля	
<i>Е.Н. Галкина, М.Б. Белоненко</i>	21
Генерация модифицированных ГХЦ состояний при параметрическом усилении типа I с квантовой инжекцией	
<i>П.П. Гостев, С.А. Магницкий</i>	24
Новый механизм формирования солитонов при дифракции на периодической неоднородности, внесенной в кубично-нелинейную среду	
<i>А.А. Калинович, И.Г. Захарова, В.А. Трофимов</i>	26
Распространение автомодельного импульса в среде с однофотонным нестационарным поглощением	
<i>И.Г. Захарова, А.А. Калинович, В.А. Трофимов</i>	28

Косые солитоны в течении конденсата мимо препятствия: теоретические предсказания и эксперимент <i>А.М. Камчатнов</i>	31
Двумерные предельно короткие оптические импульсы в тонкой пленке топологического изолятора <i>Н.Н. Конобеева, Д.С. Скворцов, М.Б. Белоненко</i>	33
Направленные волны в гиперболическом планарном волноводе <i>А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко</i>	35
Планарные пространственно-временные солитоны в квадратично-нелинейной среде <i>С.В. Сазонов, М.С. Мамайкин, И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова</i>	37
Подавление поперечных неустойчивостей в широкоапертурных лазерах класса В когерентной оптической инжекцией <i>А.В. Пахомов</i>	41
Лазерное индуцирование планарных волноводных структур в ниобате лития за счет вклада пироэлектрического эффекта <i>А.С. Перин, В.Ю. Рябчёнок, Е.А. Дмитриев, В.А. Крадько, С.Б. Козлов, Е.А. Березина, В.М. Шандаров</i>	44
Лазерный метод количественной оценки коэффициентов поглощения и рассеяния в анализе полидисперсных сильнорассеивающих сред <i>С.И. Пырикова, Л.П. Сафонова</i>	48
Трёхмерная негармоническая модель формирования неоднородных голографических дифракционных структур в фотополимерно-жидкокристаллических композициях <i>А.О. Семкин, С.Н. Шарангович</i>	51
Об особенностях структуры волнового фронта лазерных пучков в режимах слабых и сильных флуктуаций <i>С.А. Федоров, А.М. Зотов, П.В. Короленко, Н.Н. Павлов</i>	56
Влияние девиации поляризации СПР 1-го типа на степень поляризационной перепутанности бифотонов <i>Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий</i>	60
О применимости приближения заданного профиля в динамике супергауссовых импульсов <i>А.Н. Бугай, В.А. Халятин</i>	63
Получение односолитонного режима в оптическом микрорезонаторе с помощью фазовой модуляции накачки <i>А.В. Черенков, В.Е. Лобанов, М.Л. Городецкий</i>	67

Увеличение спектральной ширины частотных гребенок в оптических микрорезонаторах с помощью излучения дисперсионной волны <i>А.В. Черенков, Г.В. Лихачев, М.Л. Городецкий</i>	72
Применение методов имитационного моделирования к практическому решению задач нелинейной фотоники <i>С.А. Штумпф</i>	74
Волноводные и дифракционные элементы, оптически индуцированные в поверхностной области ниобата лития с фоторефрактивной нелинейностью <i>А.Д. Безпальий, А.О. Верхотуров, В.М. Шандаров</i>	76
Фазовая демодуляция при попутном взаимодействии световых волн на динамических голограммах диффузионного типа в кристалле силиката висмута <i>Н.И. Буримов, А.О. Злобин, А.А. Шмидт, С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, А.В. Макаревич</i>	80
Фемтосекундное фотонное эхо в наноразмерных кластерах на дефектах кристаллической решетки тонких пленок ZnO как метод оценки плотности экситонного газа <i>Н.С. Вашурин, И.И. Попов</i>	84
Фотонное эхо на экситонных состояниях тонких поликристаллических пленок и перспективы развития экситонного приборостроения на его основе <i>И.И. Попов, Н.С. Вашурин, А.У. Баходуров</i>	86

Орбитальный и спиновый угловые моменты фотона, классический и квантовый подходы

А.В. Горохов

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
alvgorokhov@gmail.com

Идея о том, что электромагнитная волна может обладать угловым моментом и передавать его макроскопическим телам была впервые высказана в конце XIX века русским физиком А.И. Садовским [1]. В 1935-1936 гг. эта идея была экспериментально подтверждена и было доказано существование углового момента у циркулярно поляризованной волны [2,3]. Первоначально угловой момент электромагнитной волны связывался только с поляризацией. Однако при выводе уравнений Максвелла и отыскании соответствующих интегралов движения из вариационных принципов [4], легко получить выражение для полного углового момента поля в вакууме

$$\vec{J} = (J_x, J_y, J_z) = \frac{1}{4\pi c} \int_V \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{H}) dV. \quad (1)$$

Разделение углового момента поля на орбитальную и спиновую части, как для классического поля, так и после его квантования, до сих пор является предметом активных обсуждений. Эти дискуссии перестали быть чисто академическими после открытия закрученного света и его многочисленных реализованных и потенциальных применений [5-7].

Целью лекции является сопоставление имеющихся подходов к отысканию приемлемых описаний углового момента фотона, связанных с введением волновой функции фотона в квантовой электродинамике [8] и в теории векторных частиц с нулевой массой покоя при построении соответствующих унитарных представлений группы Пуанкаре (см., например, [9]). Изложено также применение метода динамических групп при расчете спонтанного параметрического рассеяния света с закрученными фотонами, приводящего к многофотонным корреляциям фотонов с орбитальными угловыми моментами и рассмотрены возможные применения в квантовой криптографии.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Садовский // Журн. Рус. Физ.-хим. об-ва. 1897. Т. 29. С. 82.
2. R.A. Beth // Phys. Rev. 1935. V. 137. P. 471; V. 50. P. 115.
3. A.H.S. Holborn // Nature. 1936. V. 137. P. 31.
4. A.O. Barut "Electrodynamics and Classical Theory of Fields & Particles" NY: Dover Publ., 1980.
5. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников "Современная оптика гауссовых пучков" М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010.
6. D.L. Andrews, M. Babiker(eds.) "The Angular Momentum of Light" Cambridge: Cambridge University Press, 2013.
7. J.P. Torres, L. Torner (eds.) "Twisted Photons. Applications of Light with Orbital Angular Momentum", Weinheim: WILEY-VCH Verlag, 2011.
8. А.И. Ахиезер, Б. Берестецкий "Квантовая электродинамика" М.: Наука, 1981.
9. Y.S.Kim, M.E.Noziere "Theory and Applications of the Poincare Group" Dordrecht: Reidel, 1986.

Нелинейные волны в среде из несимметричных молекул

С.В. Сазонов

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
sazonov.sergey@gmail.com

Несимметричными в настоящей работе называются молекулы, обладающие в стационарных квантовых состояниях постоянными дипольными моментами (ПДМ). Причем для различных стационарных состояний эти ПДМ различаются между собой. Как результат, частоты квантовых переходов испытывают динамический сдвиг, пропорциональный напряженности внешнего электрического поля. В роли последнего может выступать электрическое поле лазерного импульса, распространяющегося в среде. Таким образом, поле импульса в среде из несимметричных молекул выполняет сразу две функции: возбуждает квантовые переходы и динамическим образом сдвигает их собственные частоты.

В качестве несимметричных молекул могут выступать обычные природные молекулы, а также искусственные образования типа квантовых точек, ям, нитей и т.д. Такие объекты прочно вписались в современные оптические (и вообще электромагнитные) исследования, породив направления, объединенные термином «нанооптика».

Различают скалярные и векторные теоретические модели, соответствующие такой ситуации. В первом случае импульс строго поляризован в одной плоскости. Поэтому обе отмеченные функции выполняет одна и та же его компонента [1]. Во втором случае необходимо рассматривать две компоненты импульса в силу того, что плоскость поляризации может испытывать различные повороты.

Векторную модель, в частности, необходимо использовать при наложении на среду постоянного внешнего электрического поля. В этом случае диполи молекул выстраиваются вдоль него, образуя двулучепреломляющую среду. Таким образом, возникает необходимость исследования связанной динамики обыкновенной и необыкновенной компонент импульса. Векторные модели исследовались, например, в [2 – 4]. При этом функции полевых компонент были строго дифференцированы: обыкновенная составляющая возбуждала квантовый переход, а необыкновенная динамически смещала частоту перехода. В то же время нередки ситуации, когда возбуждение переходов выполняют обе компоненты, а сдвиг частот производится одной из них. Это имеет место, например, при распространении импульса поперек оптической оси [5, 6].

В векторном случае выявляются новые солитонные режимы распространения электромагнитных импульсов, в корне отличающиеся от таковых в скалярных моделях. Например, могут возникнуть ситуации, когда необыкновенная компонента за счет ПДМ способна вызвать инверсию стационарных квантовых состояний: основное состояние становится возбужденным, а возбужденное – основным [6, 7]. В этих условиях формируются солитоны нового типа.

Присутствие ПДМ способно порождать высшие гармоники и низкочастотное поле терагерцового диапазона [8, 9]. В последнем случае генерируемый диапазон частот является широкополосным, а терагерцовый сигнал представляет собой импульс, содержащий порядка одного периода колебаний. В этой связи заметим, что в последнее время наблюдается устойчивый рост научного интереса к вопросам генерации терагерцового излучения и его взаимодействия с веществом [10].

Таким образом, можно утверждать, что исследования взаимодействия лазерных импульсов со средами, образованными несимметричными молекулами, на сегодняшний день приобретают актуальность, соприкасаясь с разными областями нелинейной оптики.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16 – 02 – 00453 а).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Agrotis, N.M. Ercolani, S.A. Glasgow, and J.V. Moloney // *Physica D*. 2000. V. 138. P. 134.
2. А.А. Заболотский // *ЖЭТФ*. 2002. V. 121. С. 1012.
3. С.В. Сазонов // *ЖЭТФ*. 2003. Т. 124. С. 803.
4. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // *ЖЭТФ*. 2005. Т. 127. С. 289.
5. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // *ЖЭТФ*. 2012. Т. 142. С. 842.
6. С.В. Сазонов // *Письма в ЖЭТФ*. 2015. Т. 102. № 12. С. 951.
7. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 83. С. 573.
8. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // *Оптика и спектроскопия*. 2009. Т. 106. № 3. С. 473.
9. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов // *Письма в ЖЭТФ*. 2010. Т. 92. № 4. С. 260.
10. M.I. Vakunov and S.V. Bodrov // *JOSA*. 2014. V. B 11. P. 2549.

Исследование влияния высокого давления на низкотемпературную оптическую дефазировку в примесном полимере методом фотонного эха

К.Р. Каримуллин^{1,2,3}, М.В. Князев^{1,4}, А.В. Наумов^{1,3}

¹Институт спектроскопии Российской академии наук;

²Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН;

³Московский педагогический государственный университет;

⁴Московский физико-технический институт (государственный университет)

kamil@isan.troitsk.ru

Интерес к исследованиям неупорядоченных твердотельных структур (полимеров, стекол, керамик, нано- и метаматериалов) вызван их широчайшим распространением и многочисленными применениями. Локальная неупорядоченность таких материалов приводит к существенным отличиям их свойств от характеристик кристаллов, вместе с тем, при низких температурах неупорядоченные среды проявляют универсальные свойства, не зависящие качественно от структуры и состава материалов (см., напр., [1]).

Большинство аномалий в строении и свойствах аморфных сред, наблюдающихся в области низких температур (до десятков К), удалось описать в рамках нескольких феноменологических моделей [2-4]. Предполагается, что в неупорядоченных средах помимо фононов существуют дополнительные низкоэнергетические возбуждения: туннелирующие двухуровневые системы (ДУС) и квази-локализованные низкочастотные моды (НЧМ). ДУС связывают с быстрыми перестройками атомов (групп атомов) между двумя локальными минимумами потенциальной поверхности, происходящие путем туннелирования, а НЧМ – с локализованными колебаниями отдельных групп атомов (молекул) фононного типа.

Большой объем информации о неупорядоченных средах дает анализ электронных спектров примесных хромофорных молекул, помещенных в аморфные матрицы, поскольку электронные спектры очень чувствительны к взаимодействию хромофора с локальным окружением. Таким образом, примесный центр выступает в роли спектрального зонда, с помощью которого можно исследовать саму матрицу [5].

Информацию о ширине однородной линии электронных спектров примесных центров получают методом фотонного эха (ФЭ), дающим информацию о ширине линии в терминах времени оптической дефазировки T_2 . Техника некогерентного ФЭ (НФЭ) за счет использования широкополосного лазерного излучения позволяет осуществить время-разрешенную спектроскопию процессов низкотемпературной оптической дефазировки в диапазоне длительностей от наносекунд до десятков фемтосекунд. При помощи ФЭ изучают как быстрые процессы фазовой релаксации, обусловленные элементарными возбуждениями фононного типа (НЧМ), так и медленные процессы спектральной диффузии с участием ДУС (см., напр., [6] и ссылки там).

Давление является одним из термодинамических параметров вещества, существенно влияющим на многие его свойства и легко поддающимся перестройке. Изучение влияния давления на различные характеристики материалов позволяет получать информацию о структуре и динамике в таких объектах, в которых ее зачастую не удастся получить другими методами. Для аморфных сред характерно наличие свободного объема, с которым, как предполагается, связаны ДУС, а давление является естественным инструментом, влияющим на свободный объем. Кроме того, сжатие образцов может приводить к коллапсу некоторых ДУС, а также к существенным изменениям их параметров.

Существует небольшое количество работ, посвященных исследованию влияния внешнего давления на динамику полимеров при низких температурах (см., напр., [7]). Подобная задача в области промежуточных температур (от 4 К и выше) остается весьма

актуальной, и сложной. Обычные методы непригодны для исследования динамики при данных температурах из-за высокой скорости динамических процессов. Однако такие эксперименты могут проводиться на основе спектроскопии НФЭ, которая дает необходимое временное разрешение.

С целью исследования низкотемпературной динамики оптических спектров примесных молекул, внедренных в изучаемые твердотельные матрицы в качестве чувствительных спектральных зондов, развита техника спектроскопии некогерентного фотонного эха, позволяющая измерять время оптической дефазировки в условиях, когда образец помещен в оптическую камеру высокого давления. Чувствительность техники НФЭ при исследованиях образцов, размещенных в камере, удалось значительно повысить за счет использования специальной методики прецизионной фокусировки лазерных лучей на образце [8].

В широком диапазоне низких температур (от 4 до 20 К) измерена температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки примесных молекул тетра-трет-бутилтерилена, внедренных в полиизобутилен [9]. Для устранения эффектов, связанных с нагревом образца, были тщательно исследованы мощностные зависимости для кривых спада сигналов фотонного эха при разных температурах. В настоящей работе, по сравнению с предыдущими исследованиями, был существенно расширен температурный диапазон измерений, и проведен сравнительный анализ полученных результатов с данными по спектроскопии одиночных молекул. На основе анализа измеренных зависимостей установлено значение эффективной частоты квази-локализованной низкочастотной моды, ответственной за оптическую дефазировку в указанном образце в исследованном интервале температур. Проведены измерения аналогичных температурных зависимостей при двух значениях давления: 3 кбар и 9 кбар. Давление измеряли по сдвигу спектров микрокристаллов рубина, внедренных в малой концентрации в исследуемые образцы [10]. Показано, что повышение давления вплоть до 9 кбар не приводит к существенным изменениям в температурной зависимости обратного времени оптической дефазировки для примесных молекул тетра-трет-бутилтерилена в полиизобутилене в диапазоне температур от 4 до 20 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-32-21100_мол-а-вед).

ЛИТЕРАТУРА

1. J.F. Berret et al. // *Z. Phys. B*. 1988. V. 70. P. 65.
2. P.W. Anderson et al. // *Phil. Mag.* 1972. V. 25. P. 1.
3. U. Buchenau et al. // *Phys. Rev. B*. 1986. V. 34. P. 5665.
4. В.Г. Карпов и др. // *ЖЭТФ*. 1983. Т. 84. С. 760.
5. А.В. Наумов // *УФН*. 2013. Т. 183. С. 633.
6. Y.G. Vainer et al. // *Phys. Stat. Sol. B*. 2004. V. 241. P. 3480.
7. M.J. McIntire et al. // *J. Phys. Chem. B*. 2006. V. 110. P. 227.
8. K.R. Karimullin et al. // *Meas. Sci. Tech.* 2013. V. 24. P. 027002.
9. К.Р. Каримуллин и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2014. Т. 78. С. 1537.
10. К.Р. Каримуллин и др. // *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-мат. науки*. 2010. Т. 152. Кн. 2. С. 98.

Устройства фотоники с когерентным взаимодействием излучения со средой

Р.М. Архипов¹, М.В. Архипов², И. Бабушкин^{3,4}, Н.Н. Розанов^{1,5}

¹Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, 198504, Санкт-Петербург, Россия

³Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, 30167, Hannover, Germany

⁴Max Born Institute, Berlin, Germany

⁵Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, 199053 Санкт-Петербург, Россия
arkhipovrostislav@gmail.com

Введение

Одним из приоритетных направлений современной фотоники является разработка сверхбыстрых оптических устройств для систем передачи и обработки информации [1,2]. В докладе рассматриваются принципы для реализации таких устройств на основе когерентного взаимодействия света с веществом. Имеющиеся на сегодняшний день устройства для генерации коротких световых импульсов и управления ими такие, как лазеры и дефлекторы излучения, оперируют в условиях, когда взаимодействие света с веществом не является когерентным, то есть частота Раби Ω_R не превосходит обратное время релаксации поляризации среды $1/T_2$, $\Omega_R < 1/T_2$ и длительность импульса лазерного излучения $\tau_p > T_2$. Напротив, при когерентном взаимодействии частота Раби превосходит обратное время релаксации поляризации и длительность импульса оптического излучения существенно меньше времени T_2 , $\tau_p \ll T_2$. Так, наличие “фазовой памяти” T_2 существенно меняет картину распространения импульса в резонансной среде и позволяет реализовать распространение импульса в резонансно-поглощающей среды без потерь в режиме самоиндуцированной прозрачности (СИП) - 2π импульс [3-5]. Устройства, оперирующие в режиме когерентного взаимодействия света с веществом, будем в дальнейшем называть “устройствами когерентной фотоники” (УКФ). Отличие устройств УКФ от традиционных устройств является их предельная быстрота, сравнительно малые потери и возможность хранения энергии излучения в среде на временах, сравнимых с T_2 [1,2]. В данном докладе рассматриваются, а также приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования основных примеров УКФ. Обсуждаются лежащие в их основе физические принципы и возможные пути их практической реализации.

Режим когерентной синхронизации мод в лазерах

Лазеры с пассивной синхронизацией мод (ПСМ) активно используются в наши дни для генерации ультракоротких световых импульсов (УКИ) с высокой частотой повторения [6]. Такие лазеры содержат разнесенные в пространстве секцию усиливающей средой и секцию с насыщающимся поглотителем. В настоящее время механизм генерации УКИ во всех типах двухсекционных лазеров, работающих в режиме ПСМ, основан на эффектах насыщения поглощения в поглотителе и насыщения усиления в усилителе [6]. Поэтому, они генерируют импульсы, длительность которых ограничена обратной спектральной шириной профиля усиления и поглощения внутрирезонаторных сред $1/T_2$ в условиях, когда взаимодействие импульса излучения с внутрирезонаторными средами некогерентное. Особый интерес представляет возможность реализации ПСМ в условиях, когда взаимодействие импульса с

внутрирезонаторными средами является когерентным. Первым примером УКФ, рассматриваемым в данном сообщении, является лазер, оперирующий в режиме так называемой когерентной пассивной синхронизации мод (КСМ) – “self-induced transparency coherent passive mode-locking” [7-15].

В лазерах, оперирующих в режиме КСМ, взаимодействие излучения с усиливающей и поглощающей средой когерентное. В этом случае импульс излучения распространяется в поглотителе без потерь в режиме СИП, как 2π импульс. В усилителе такой импульс снимает практически полностью всю энергию, запасенную в активной среде (π импульс). Впервые использовать эффекты когерентного взаимодействия света с веществом для генерации УКИ в лазерах было предложено в работах [7-11]. В работах [8,9] было предложено реализовать режим КСМ в квантово-каскадных лазерах. Однако, теоретические исследования, проведенные в этих работах [7-11], базировались на предположении, что смесь из частиц усиливающей и поглощающей среды равномерно распределена в оптическом резонаторе. В такой системе не возможен самостарт генерации и для развития генерации необходима инжекция затравочного импульса от внешнего лазера. В данном докладе мы приводим результаты детального анализа возможности появления режима КСМ в двухсекционных лазерах, учитывая когерентный характер взаимодействия света с веществом в оптическом резонаторе. При этом мы рассматриваем случаи, когда обе среды разнесены в пространстве в кольцевом или линейном резонаторе [12-15]. Показана возможность возникновения самостарта генерации. Проводится качественный анализ режимов КСМ на основе теоремы площадей Мак-Колла и Хана. Данный подход, впервые предложенный нами в работе [15], позволяет предсказать качественно основные особенности режима КСМ, найти предельные циклы в системе и исследовать стабильность режима КСМ. Обсуждаются результаты недавних экспериментов по наблюдению режима синхронизации мод в лазере с когерентным поглотителем [13].

Генерация предельно-коротких импульсов со сверхвысокой частотой повторения

В настоящее время представляет отдельный интерес поиск и реализация новых методов генерации предельно-коротких оптических импульсов (ПКИ), то есть импульсов с длительностью в один период колебаний светового поля (фемто- и аттосекундной длительности) [16]. Такие импульсы, например, позволяют изучать сверхбыстрые процессы в веществе с высоким временным разрешением и, следовательно, поиск новых путей генерации ПКИ является актуальным. Имеющиеся на сегодняшний день методы генерации ПКИ требуют дорогостоящего оборудования и сложных экспериментальных установок. Наиболее выгодным являлся бы метод непосредственной генерации ПКИ со сверхвысокой частотой повторения, непосредственно используя компактный двухсекционный лазер, оперирующий в режиме КСМ. Впервые на такую возможность было указано в работах [10,11] в лазере с кольцевым резонатором. В настоящей работе проводится дальнейший анализ генерации ПКИ за счет КСМ в лазерах с линейным резонатором. Теоретический анализ проводится при помощи решения системы уравнений Максвелла-Блоха без использования приближения медленно-меняющихся амплитуд и вращающейся волны.

Сверхбыстрые дефлекторы лазерного излучения

Другим примером УКФ является сверхбыстрый дефлектор лазерного излучения. Данное устройство позволяет реализовать сверхбыстрое пространственно-угловое сканирование лазерных пучков [17,18]. Для того, чтобы быстро менять направление распространения лазерных пучков в пространстве, необходимо создавать в среде решетки

показателя преломления с быстро изменяющейся пространственной частотой. В традиционном подходе решетки населенностей в среде создаются в результате интерференции квазимонохроматических пучков света, перекрывающихся в пространстве [19]. Однако использование когерентного взаимодействия света с веществом позволяет создавать в среде решетки разности заселенностей при распространении в среде оптических импульсов, **не перекрывающихся в пространстве**, что активно используется в эхо-голографии [20]. В данной работе показана возможность сверхбыстрого наведения, стирания, а также мультиплицирования пространственной частоты решеток разности заселенностей при когерентном распространении ПКИ в резонансной среде **без перекрытия** в пространстве.

Генерация «униполярных» импульсов света

И наконец, последним примером УКФ, который также будет рассмотрен в данной работе, является генератор униполярных импульсов. Униполярные импульсы (или видеоимпульсы) – это импульсы, содержащие постоянную составляющую электрического поля. Обычные электромагнитные импульсы, как известно, биполярны. На первый взгляд, униполярные являются нефизичными, так как ускорения излучающей связанной системы зарядов не может быть однополярным. Однако, генерация униполярных видеоимпульсов импульсов, была предсказана теоретически различными авторами при распространении исходно биполярного импульса в нелинейной [21,22] и комбинационно-активной средах (КАС) [23]. Интерес к униполярным импульсам связан с возможностью создания логических элементов в оптике, ускорением заряженных частиц. В виду своей “однонаправленности” они могут применяться для контроля динамики электронов в веществе [21]. В последнее время интерес к униполярным импульсам вызван также в связи с возможностью получения аттосекундных импульсов с их помощью [24].

В данном докладе продемонстрирован иной способ получения униполярных импульсов при возбуждении КАС последовательностью из двух или нескольких ПКИ, когда область их воздействия на среду перемещается со сверхсветовой скоростью [25,26]. Сверхсветовое возбуждение резонансной среды реализуется при наклонном падении импульса на среду. В этом случае область пересечения импульса со средой перемещается вдоль среды со сверхсветовой скоростью [27,28].

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01) и гранта РФФИ 16-02-00762.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Zrenner et al. // Nature. 2002. V. 418. P. 612.
2. M. Kolarczik et al. // Nature communications. 2013. V. 4. P.1.
3. S. L. McCall, E.L. Hahn. // Phys.Rev. 1969. V.183, P. 457.
4. П.Г. Крюков, В.С. Летохов // УФН. 1969. Т.99. С.169.
5. Л. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы М.: Мир, 1978.
6. U. Keller, Appl. Phys. B, V. 100, p. 15 (2010).
7. V. V. Kozlov //Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 1607.
8. M. A. Talukder, C. R. Menyuk // Phys. Rev. Lett. 2009. V.102. P. 023903.
9. M. A. Talukder, C. R. Menyuk // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. P. 063841.
10. V.V. Kozlov et al. // Phys.Rev. A. 2011. V.84. P. 053810.
11. V.V. Kozlov, N.N. Rosanov // Phys. Rev. A. 2013. V.87. P. 033808.
12. Р.М. Архипов et al. // письма в ЖЭТФ. 2015. Т.101. No.3. С. 164.

13. М.В. Архипов, Р.М. Архипов et al. // письма в ЖЭТФ. 2015. Т.101. No.4. С. 250.
14. R.M. Arkhipov et al. // Opt. Comm. 2016. V.361. P.73.
15. R.M. Arkhipov et al. // Opt. Lett. 2016. V.41. No. 4. P.737.
16. L. Gallmann et al. // Annual review of physical chemistry. 2012. V.63. P. 447.
17. С. Н. Sarantos, J. E. Heebner, //Opt. Lett. 2010. V. 35. No. P. 1389.
18. R.M. Arkhipov et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2015. V.643, P.1.
19. H. J. Eichler, E Giinter, D.Wpohl. "Laser-Induced Dynamic Gratings". Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, (1981).
20. Е.И. Штырков // Опт. испектр. 2013. Т.114. №1. С. 105.
21. X. Song et al. // Physical Review A. 2010. V. 82. No.5. P.053821.
22. V.V. Kozlov, N. N. Rosanov et al. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 023818.
23. Э. М. Беленов et al. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. No 1. С. 28.
24. G. Orlando et al. //J. Mod. Opt. 2009. V. 56. P. 1761.
25. R.M. Arkhipov et al. // Las. Phys. Lett. 2016. V.13. No.4. P. 046001.
26. Р.М. Архипов // Опт. и спектр. 2016. Т.120. No.5. С.802.
27. Б.М. Болотовский, В.Л. Гинзбург // УФН. 1972. Т.106. С.577.
28. R.M. Arkhipov et al. // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P.043811.

Анализ диаграммы направленности излучения лазерного диода по экспериментальным данным

В.В. Близнюк¹, Н.В. Березовская¹, М.А. Брит¹, О.И. Коваль¹, В.А. Паршин¹, А.Г. Ржанов²

1 - Национальный исследовательский университет «МЭИ»,

2 - Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

4059541@mail.ru, rjanov@mail.ru

Одним из фундаментальных признаков деградации инжекционных лазерных диодов (ЛД), является изменение со временем модовой структуры их излучения. Именно поэтому большое внимание уделяется исследованиям диаграмм направленности излучения ЛД.

Анализ в дальней зоне нормированных угловых зависимостей интенсивности излучения ЛД в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу (далее – вертикальной плоскости), и в плоскости *p-n*-перехода (далее – горизонтальной плоскости), широко используется для определения их режима генерации [1–3]. Измерения проводят при разных уровнях мощности излучения. Если при возрастании мощности излучения ЛД нормированные угловые зависимости интенсивности излучения в вертикальной и горизонтальной плоскости не изменяются и возможна хорошая аппроксимация этих зависимостей гауссовой функцией, то принято считать, что имеет место генерация на основной моде [1–3]. Однако использование такой методики позволяет лишь качественно оценить модовую структуру излучения.

Строгое определение режима генерации ЛД на основной моде осуществляется путем измерений коэффициента распространения пучка M^2 . В случае сильно расходящегося излучения ЛД параметр M^2 определяется по методике, изложенной в [1]. Авторы используют факторизованное представление поперечного распределения интенсивности в лазерном пучке: $M^2 = M_x \cdot M_y$, где M_x и M_y – факторы для вертикальной и горизонтальной плоскостей соответственно, и полагают, что фактор M_x с хорошей степенью точности всегда равен единице. В таком случае

$$M^2 = M_y = 2k\sigma_y\sigma_\varphi = (2\pi/\lambda)\sigma_y\sigma_\varphi, \quad (1)$$

где k и λ – волновое число и длина волны излучения в вакууме; σ_y и σ_φ – среднеквадратичные размеры пучка в ближней и дальней зонах соответственно;

$$\sigma_y = \left[\frac{\int F(y)y^2 dy}{\int F(y)dy} \right]^{1/2}; \quad \sigma_\varphi = \left[\frac{\int I(\varphi) \sin^2 \varphi d(\sin \varphi)}{\int I(\varphi) d(\sin \varphi)} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

$F(y)$ и $I(\varphi)$ – распределения интенсивности в ближней и дальней зонах в горизонтальной плоскости; y – координата точки на выходном зеркале ЛД в горизонтальной плоскости; φ – угловая координата точки, расположенной в горизонтальной плоскости в дальней зоне.

Следует заметить, что определение вида функции $F(y)$ связано с использованием дорогостоящего оборудования и сложной обработкой результатов измерений.

В данной работе предлагается достаточно простой алгоритм количественного анализа диаграмм направленности излучения ЛД с расходимостью, определяемой дифракционным пределом. Известно, что диаграмма направленности излучения с такой расходимостью формируется, когда распределение его интенсивности в ближней зоне описывается гауссовой функцией [4]. Наибольший практический интерес представляют диаграммы направленности в дальней зоне в вертикальной и горизонтальной плоскости. Так как пятно излучения на выходном зеркале ЛД имеет форму эллипса, распределения интенсивности

излучения в вертикальной и в горизонтальной плоскости имеют разный вид: $F(x) = \exp[-a^2x^2]$ и $F(y) = \exp[-b^2y^2]$ соответственно.

Угловое распределение интенсивности излучения в свободном пространстве в вертикальной (горизонтальной) плоскости зависит от Фурье-разложения координатного распределения интенсивности излучения $F(x)$ ($F(y)$) в ближней зоне и углового фактора Гюйгенса $G^2(\theta)$ [4,5]. В результате ряда простых математических операций находим, что нормированное угловое распределение интенсивности излучения в вертикальной плоскости в дальней зоне

$$f(\theta) = \frac{G^2(\theta) \left| \int_0^\infty \exp(-a^2x^2) \exp(ik_0 \sin\theta x) dx \right|^2}{G^2(\theta) \left| \int_0^\infty \exp(-a^2x^2) dx \right|^2} = G^2(\theta) \exp\left(-\frac{k_0^2 \sin^2\theta}{2a^2}\right) \quad (3)$$

где $G^2(\theta)$ – угловой фактор Гюйгенса [6]:

$$G^2(\theta) = \left(\frac{m^2 + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}{m^2 \cos\theta + \sqrt{n_2^2 - \sin^2\theta}} \right)^2 \cos^2\theta, \quad (4)$$

где $m = 1$ для ТЕ-мод или $m = n$ для ТМ-мод, а n – показатель преломления волновода.

Угловое распределение интенсивности излучения в горизонтальной плоскости определяется путем замены в (3) коэффициента a на коэффициент b . Для определения коэффициентов a и b необходимо измерить $F(x)$ и $F(y)$ в ближней зоне, что, как было отмечено выше, представляет собой достаточно сложную техническую задачу. Однако коэффициенты a и b можно найти и путем измерений углов расходимости излучения $\theta_{1/2}^\perp$ и $\theta_{1/2}^\parallel$ в вертикальной и горизонтальной плоскости соответственно. При подстановке в (3) и (4) вместо переменной θ значений углов $\theta_{1/2}^\perp$ и $\theta_{1/2}^\parallel$ левая часть (3) равна 0,5, что позволяет достаточно просто определить коэффициенты a и b по формулам:

$$a = \frac{k_0 \sin\theta_{1/2}^\perp}{\sqrt{2 \ln[2G^2(\theta_{1/2}^\perp)]}}; \quad b = \frac{k_0 \sin\theta_{1/2}^\parallel}{\sqrt{2 \ln[2G^2(\theta_{1/2}^\parallel)]}}. \quad (5)$$

Зная коэффициенты a и b , можно определить не только вид функции, описывающей в аналитическом виде диаграмму направленности излучения ЛД, но и вид экспоненциального сомножителя в (3). Это позволяет значительно упростить анализ найденных экспериментально диаграмм направленности излучения на предмет исследования его модовой структуры, используя характерные точки гауссовой кривой.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Поповичев // Квантовая электроника. 2002. Т.32, №12. С. 1099.
2. С.О.Слипченко // ФТП. 2004. Т.38, вып.12. С. 1477.
3. Е.И. Давыдова // Квантовая электроника. 2009. Т.39, №1. С. 18.
4. Х. Кейси, М. Паниш. “Лазеры на гетероструктурах”. М.: Мир,1981.
5. П.Г. Елисеев. “Введение в физику инжекционных лазеров”. М.: Наука, 1983.
6. G.H.V. Thompson. “Physics of semiconductor laser devices”. N.Y.: J. Wiley and Sons.1980.

Метод анализа диаграммы направленности излучения лазерного диода, работающего на фундаментальной моде

В.В. Близнюк¹, Н.В. Березовская¹, М.А. Брит¹, О.И. Коваль¹, В.А. Паршин¹, А.Г. Ржанов²

¹ - Национальный исследовательский университет «МЭИ»,

² - Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

4059541@mail.ru, rjanov@mail.ru

Среди лазерных диодов (ЛД), нашедших широкое применение в различных областях науки и техники, особое место занимают ЛД, работающие в одномодовом режиме генерации, под которым обычно подразумевают генерацию на фундаментальной моде. В этом случае в диаграмме направленности доминирует один лепесток, в котором сосредоточена практически вся энергия излучения.

Одномодовые пучки можно с достаточной для многих практических приложений точностью рассматривать как гауссовы. Особенностью таких пучков является то, что распределение интенсивности излучения имеет гауссову форму как в ближней, так и в дальней зонах [1]. Так, если в ближней зоне нормированное распределение интенсивности в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу (далее – вертикальной плоскости), имеет вид

$$F^\perp(x) = \exp[-a^2 x^2], \quad (1)$$

то в дальней зоне угловое распределение интенсивности излучения ЛД будет следующим:

$$f^\perp(\theta) = G^2(\theta^\perp) \exp\left(-\frac{k_0^2 \sin^2 \theta^\perp}{2a^2}\right), \quad (2)$$

где $G^2(\theta^\perp)$ – угловой фактор Гюйгенса [2]:

$$G^2(\theta^\perp) = \left(\frac{m^2 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta^\perp}}{m^2 \cos \theta^\perp + \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta^\perp}} \right)^2 \cos^2 \theta^\perp. \quad (3)$$

Здесь $m = 1$ для ТЕ-мод или $m = n$ для ТМ- мод, где n – показатель преломления волновода ЛД.

Введем параметр $\theta_{1/2}^\perp$ – аргумент выражения (2), при котором $f^\perp(\theta) = 0,5$. Параметр $\theta_{1/2}^\perp$ определяется экспериментально на полувысоте нормированной диаграммы направленности излучения ЛД в вертикальной плоскости. Подставляя $\theta_{1/2}^\perp$ в (2) и используя условие $f^\perp(\theta) = 0,5$, находим формулу для расчета a . Определенный таким способом параметр a в общем виде подставляем в (2), и получаем зависимость $f^\perp(\theta)$ в виде удобного для анализа аналитического выражения:

$$f^\perp(\theta) = G^2(\theta^\perp) \exp\left(-\frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2}^\perp)]}{\sin^2 \theta_{1/2}^\perp} \sin^2 \theta^\perp\right), \quad (4)$$

Введем обозначения:

$$A^2 = \frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2}^\perp)]}{\sin^2 \theta_{1/2}^\perp}, \quad z^2 = \sin^2 \theta^\perp \quad (5)$$

Тогда (4) принимает следующий вид:

$$f^\perp(\theta) = G^2(\theta^\perp) \exp(-A^2 z^2). \quad (6)$$

Точки перегиба z_{π} кривой, описывающей функцию $\exp(-A^2 z^2)$, имеют координаты $\pm 1/(A\sqrt{2})$, $1/\sqrt{e}$ [3]. Поэтому

$$f^{\perp}(\theta_{\pi}^{\perp}) = G^2(\theta_{\pi}^{\perp}) \exp(-1/2). \quad (7)$$

Используя условие $A^2 z_{\pi}^2 = 1/2$ и (5), можно выразить параметр θ_{π}^{\perp} через найденный экспериментально параметр $\theta_{1/2}^{\perp}$, и по формуле (4) рассчитать угловой фактор $G^2(\theta_{\pi}^{\perp})$. Если экспериментально найденное значение $f^{\perp}(\theta_{\pi}^{\perp})$ равно правой части (7), то имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Еще двумя характерными точками декартовой системы координат, в которой построен график функции $\exp(-A^2 z^2)$, являются точки z_{1/e^2} с координатами $\pm 2 z_{\pi}$, 0. Прямые, проходящие через эти точки и точки перегиба z_{π} кривой, описывающей функцию $\exp(-A^2 z^2)$, пересекаются в точке с координатами $0, 2/\sqrt{e}$ [3].

Значение функции $\exp(-A^2 z^2)$ при $z = z_{1/e^2}$ равно $1/e^2$. Зная параметр z_{1/e^2} и используя (5), находим угол θ_{1/e^2}^{\perp} , при котором экспоненциальный сомножитель в (6) становится равным $1/e^2$. Далее, как и в случае с параметром θ_{π}^{\perp} , по формуле (3) рассчитываем угловой фактор $G^2(\theta_{1/e^2}^{\perp})$.

Если экспериментально найденное значение $f^{\perp}(\theta_{1/e^2}^{\perp})$ равно произведению $G^2(\theta_{1/e^2}^{\perp}) \exp(-2)$, имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Следует заметить, что в этом случае только использование точной формулы (4) позволяет корректно определять режим генерации ЛД. Связано это с тем, что при углах θ_{1/e^2}^{\perp} анализируется форма «крыльев» диаграммы направленности излучения, то есть той ее части, где проявляется ранняя стадия нарушения одномодового режима генерации.

Нормированное распределение интенсивности в ближней зоне в плоскости, параллельной p - n -переходу (латеральной плоскости), характеризуется коэффициентом b^2 , практически на два порядка большим коэффициентом a^2 :

$$F(y) = \exp[-b^2 y^2] \quad (8).$$

Согласно (2), это указывает на малую расходимость излучения в этой плоскости. Однако этот факт не исключает возможности использования в полном объеме изложенного выше метода количественного анализа диаграммы направленности излучения ЛД на фундаментальной моде и в латеральной плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Г. Елисеев. «Введение в физику инжекционных лазеров». М.: Наука, 1983.
2. G. N. V. Thompson. «Physics of semiconductor laser devices». N.Y.: J. Wiley and Sons. 1980.
3. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. «Справочник по математике». М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1957.

Экспериментальное исследование характеристик излучения мощных лазерных диодов в надпороговом режиме для анализа их деградации

В.В. Близнюк¹, Н.В. Березовская¹, М.А. Брит¹, О.И. Коваль¹, В.А. Паршин¹, А.Г. Ржанов²

1 - Национальный исследовательский университет «МЭИ»,

2 - Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

4059541@mail.ru, rjanov@mail.ru

Первые сведения о создании лазерных диодов (ЛД) с мощностью непрерывной генерации свыше 1 Вт появились в конце 80-х годов прошлого века. С тех пор изучению таких лазеров уделяется самое пристальное внимание.

К настоящему времени как за рубежом, так и в России, разработаны ЛД, в которых с одного кристалла снимается до 20 Вт излучательной мощности в режиме непрерывной генерации [1-4]. При этом гетероструктуры ЛД работают в экстремальных условиях, когда их перегревы достигают 70 градусов Цельсия. Именно поэтому на первый план выходит проблема увеличения срока службы мощных ЛД и тесно связанная с ней проблема его прогнозирования.

Принято определять срок службы ЛД как время, за которое мощность излучения уменьшается в два раза. Лабораторные исследования показывают, что срок службы ЛД мощностью 1 – 2 Вт не превышает 3000 часов. Однако четкие критерии прогнозирования срока службы мощных ЛД до настоящего времени не разработаны.

В данной работе рассматривается возможность прогнозирования срока службы ЛД на основе InGaAs/GaAs-гетероструктуры с непрерывной мощностью до 2 Вт путем измерений пространственно-энергетических и поляризационных характеристик их излучения в надпороговом режиме генерации.

Как показал подробный анализ результатов проведенных нами исследований, в этом случае реализуется одномодовый режим генерации. Методики измерения параметров остронаправленного одномодового излучения ЛД хорошо разработаны и стандартизованы.

Существенно хуже обстояло дело при диагностике параметров сильно расходящегося излучения ЛД.

В связи с чем, нами были разработаны и опробованы в ходе натурных исследований работы мощных ЛД методики диагностики сильно расходящегося излучения [5]. При этом особое внимание было уделено измерениям диаграммы направленности одномодового излучения ЛД и поляризационных характеристик, в частности, стандартизованного параметра – контраста излучения [6].

Исследованы три ЛД из одной партии с пороговыми токами от 248 до 251 мА и шириной полоска 100 мкм. Надпороговый режим генерации реализовывался при токах накачки от 260 до 280 мА. При этом мощность генерации не превышала 50 мВт. В режим максимальной мощности лазеры не вводились.

Диаграмма направленности излучения измерялась классическим методом, изложенным в [1]. Анализ диаграммы направленности с целью определения одномодового режима генерации проводился по методу, изложенному в статье, помещенной в настоящем сборнике [7]. Контраст мощности излучения – по методу, изложенному в [6].

В промежутках времени между исследованиями параметров излучения в надпороговом режиме генерации ЛД переводились в рабочий режим генерации при токах накачки 1500 мА. При этом мощность излучения ЛД достигала 1,25 Вт.

Контраст мощности излучения K в начальный период эксплуатации был больше 0,9, что позволяло считать излучение линейно поляризованным, а степень поляризации излучения численно равной контрасту [6]. По мере наработки происходило уменьшение и

мощности излучения, и степени его поляризации (рис.1). Однако, во времени эти процессы протекали по разному. Быстрее начинало проявляться уменьшение степени поляризации. В завершающей стадии наблюдений достаточно быстро начинала убывать и мощность излучения. Все это позволяет усомниться в правильности выбора в качестве критерия определения срока службы ЛД времени, за которое происходит уменьшение мощности излучения в два раза.

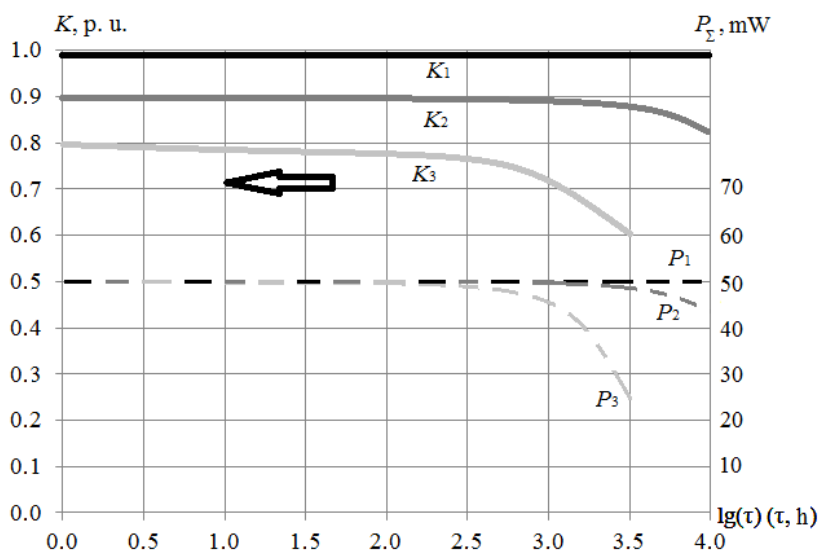


Рис.1. Зависимости мощности излучения P и степени поляризации K от времени (часы в логарифмическом масштабе). Цифрами помечены номера образцов.

Эксперименты показали, что рассмотренные временные зависимости мощности и степени поляризации излучения характерны для всех исследованных ЛД. Однако срок службы ЛД оказался разным. Время наработки, через которое начинало проявляться уменьшение степени поляризации излучения, было тем меньше, чем меньше было ее значение на начальном этапе эксплуатации ЛД. Что касается временной зависимости мощности излучения, то она также начинала уменьшаться тем раньше, чем меньше было значение степени поляризации излучения на начальной стадии эксплуатации ЛД.

Все это позволяет заключить, что о скорости деградации ЛД можно судить, прежде всего, по начальному значению степени поляризации излучения ЛД.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Богатов и др. // Квантовая электроника. 2000. Т.30, №5. С. 401.
2. С.О. Слипченко и др. // ФТП. 2009. Т.43, вып.12. С. 1646.
3. С.О. Слипченко и др. // ФТП. 2004. Т.38, вып.12. С. 1395.
4. D.A. Livshits and al. // Electron Lett. 2000. Т. 36, P. 1848.
5. V.V. Bliznyuk and al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2015. Vol. 79. No 12. P. 1453.
6. ГОСТ Р ИСО 12005-2013. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений параметров лазерных пучков. Поляризация. 16 с.
7. В.В. Близнюк и др. Метод анализа диаграммы направленности излучения лазерного диода на фундаментальной моде. // Настоящий сборник.

Генерация второй гармоники в регулярных доменных структурах с флуктуациями толщины промежуточных однородных слоев

А.М. Вьюнышев^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}, А.С. Чиркин³

¹Институт физики им Л.В. Киренского СО РАН

²Сибирский федеральный университет

³Физический факультет и Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

vyunishev@iph.krasn.ru

В настоящее время наиболее распространенным методом формирования регулярных доменных структур (РДС) является метод переполаризации сегнетоэлектрических кристаллов внешним электрическим полем. В то же время в качестве перспективных рассматриваются методы локального воздействия на вещество. К этим методам относятся запись доменных структур с помощью электронного и атомно-силового микроскопов [1-3], а также лазерная запись доменных структур [4]. Преимуществом перечисленных методов является возможность формирования произвольных доменных структур субмикронного и наноразмерного диапазонов. Сформированные этими методами структуры пригодны как для целей нелинейной оптики, так и для сверхплотной записи информации. Их недостатком является небольшая область записи доменных структур, которая ограничена площадью с линейными размерами порядка 0,02-0,1 см. При формировании протяженных структур (размером порядка 1 см) возникает необходимость последовательной их записи. Это приводит к случайным набегам фаз взаимодействующих волн на отдельных участках однородной структуры из-за ограниченной точности позиционирования образца. В связи с этим представляет интерес рассмотрение влияния упомянутых случайных фазовых набегов на эффективность протекания нелинейно-оптических процессов в указанных структурах.

В настоящей работе рассмотрен процесс генерации второй гармоники (ГВГ) в составной структуре, состоящей из регулярных секций с периодом Λ , разделенных однородными слоями. Предполагается, что толщина однородных слоев в среднем кратна полупериоду модуляции нелинейности регулярной секции $\langle d_n \rangle = \Lambda/2$ и флуктуирует в соответствии с нормальным распределением. Для определенности будем считать, что число однородных слоев равно числу регулярных секций N , причем каждая регулярная секция состоит из $2M + 1$ домена. В приближении заданного поля накачки, амплитуда поля второй гармоники (ВГ) на выходе из составной структуры представляет собой суперпозицию полей, генерируемых отдельными слоями

$$A = -i\beta A_1 A_1^* \sum_{n=1}^N (A_H + A_R) = -i\beta A_1 A_1^* \sum_{n=1}^N \left(\int_{l_{n-1}}^{l_n} e^{i\Delta k y} dy + \int_{l_n}^{l_{n+1}} g(y) e^{i\Delta k y} dy \right), \quad (1)$$

в котором $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – волновая расстройка, $\beta = 4\pi k_2 \chi^{(2)} / n_2$ – коэффициент нелинейной связи волн, n_2 – показатель преломления на частоте ВГ, $\chi^{(2)}$ – нелинейная восприимчивость, $g(y)$ – функция модуляции нелинейной восприимчивости, A_H – амплитуда поля ВГ в однородном слое со случайной толщиной $d_n = l_n - l_{n-1}$

$$A_H = -i\beta A_1 A_1^* \int_{l_{n-1}}^{l_n} e^{i\Delta k y} dy = -i\beta A_1 A_1^* \frac{e^{i\Delta k l_n} - e^{i\Delta k l_{n-1}}}{i\Delta k}. \quad (2)$$

Амплитуда поля ВГ в регулярной секции может быть записана в виде

$$A_R = -i\beta A_1 A_1^* e^{i\Delta k l_n} \frac{1 - e^{-i\Delta k \Lambda/2}}{i\Delta k} \sum_{m=1}^{2M+1} (-1)^m e^{i\Delta k m \Lambda/2}. \quad (3)$$

Таким образом, выражение для поля ВГ на выходе из составной структуры имеет вид

$$A = -\frac{\beta A_1 A_1^*}{\Delta k} \sum_{n=1}^N \left[e^{i\Delta k l_{n-1}} (e^{i\Delta k d_n} - 1) + e^{i\Delta k l_n} (1 - e^{-i\Delta k \Lambda/2}) \sum_{m=1}^{2M+1} (-1)^m e^{i\Delta k m \Lambda/2} \right]. \quad (4)$$

На Рис. 1 (а) приведены результаты численного моделирования интенсивности ВГ ($I_2 = |A|^2$), полученные с помощью выражения (4) для РДС и составных структур со среднеквадратичным отклонением толщины однородного слоя $\sigma = 0.05$ ($M = 30$, $N = 20$, $L \approx 5$ мм). Монотонный рост сигнала ВГ в пределах регулярных секций может сменяться спадом вследствие случайного набега фазы в однородных слоях и наоборот. На Рис. 1 (б) показана зависимость интенсивности ВГ на выходе составной структуры от величины среднеквадратичного отклонения толщины однородного слоя для 10 случайных реализаций.

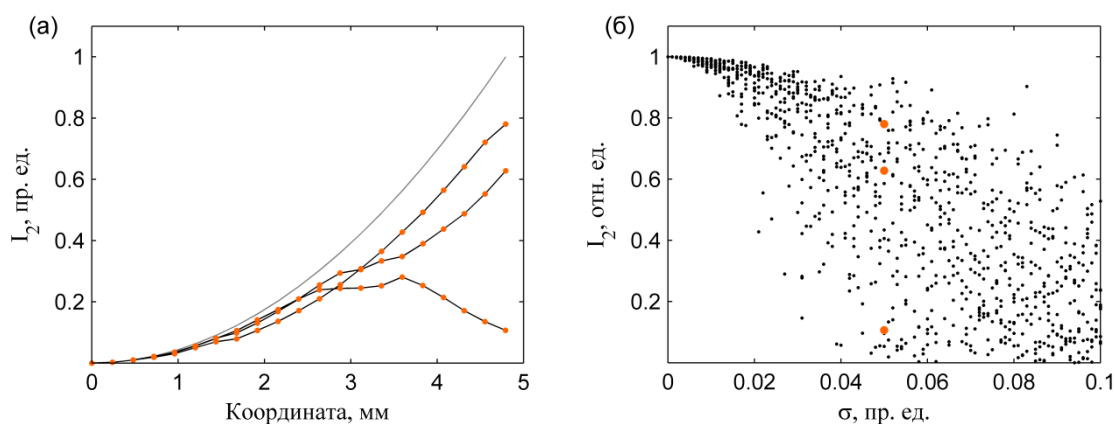


Рис. 1. (а) Сравнение роста интенсивности ВГ в РДС и составных структурах, (б) зависимость интенсивности ВГ на выходе структуры от среднеквадратичного отклонения толщины однородного слоя

Анализ показал, что интенсивность второй гармоники $I \propto N(4M+3)^2 / (\Delta k)^2$. Отсюда следует, что вклад однородных слоев в процесс ГВГ носит некогерентный характер, в то время как в регулярных секциях процесс происходит когерентно (складываются амплитуды). В итоге $I^{неког} \propto NM^2$, в то время как для когерентного сложения была бы зависимость $I^{ког} \propto (NM)^2$. Отсюда следует, что составная структура уступает по эффективности преобразования полностью регулярной структуре в N раз, т.е. в число однородных слоёв.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-2908.2015.2, а также гранта РФФИ № 15-02-03838.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.Ya.Shur et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. No 23. P. 232902.
2. L.V. Simagina et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. No 5. P. 052015.
3. Т.Р. Волк и др. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. № 8. С. 554.
4. S. Kroesen et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. No 10. P. 101109.

Поведение двумерных предельно коротких оптических импульсов в присутствии постоянного магнитного поля

Е.Н. Галкина^{1,2}, М.Б. Белоненко^{2,3}

¹Волгоградский Государственный Медицинский Университет

²Волгоградский Институт Бизнеса

³Волгоградский Государственный Университет

galkina@mail.com

В настоящее время одним из популярных направлений современной оптики, является создание устройств, при помощи которых можно обрабатывать и управлять оптическими сигналами. Одним из перспективных материалов для конструирования электронных устройств, благодаря уникальным электрофизическим свойствам и стабильной структуре, являются углеродные нанотрубки [1]. Несмотря на огромное количество работ по изучению динамики электромагнитных волн в системах углеродных наноструктур, в том числе и с приложенными внешними электрическими и магнитными полями [2,3], по сей день остаются неизученными вопросы, связанные с действием внешних электрических и магнитных полей на распространение двумерных предельно коротких оптических импульсов в системе углеродных нанотрубок. В данной работе представлено решение задачи о распространении двумерного предельно короткого импульса в случае, когда постоянное магнитное поле перпендикулярно оси углеродной нанотрубки. Как показано в [4] в данном случае одноэлектронный спектр не может быть найден точно, что вызывает необходимость применять численные методы для анализа отличий, связанных с присутствием и отсутствием в системе постоянного магнитного поля.

Исследование электронной структуры углеродных нанотрубок проводилось в рамках анализа динамики π -электронов в приближении сильной связи. Рассматривалось распространение электромагнитных импульсов в системе углеродных нанотрубок в присутствии внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно оси углеродных нанотрубок.

Для углеродных нанотрубок типа zig-zag $(m,0)$ закон дисперсии электронов в присутствии магнитного поля, параллельного оси нанотрубки есть [4]:

$$\varepsilon_s(k_x, k_z, H) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right) \cos\left(\frac{3ak_z}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right)}, \quad (1)$$

где $a=1.4 \text{ \AA}$, $\gamma \approx 2.7 \text{ эВ}$, $k_x = \frac{2\pi}{\sqrt{3}am} \left(s + \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)$, k_z – волновой вектор вдоль оси трубки, Φ –

магнитный поток через поперечное сечение трубки, $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{e}$, $s = 1, 2, \dots, m$.

Посредством численного анализа, было получено уравнение, описывающее эволюцию электромагнитного поля импульса в массиве углеродных нанотрубок:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} - \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} \right) + \eta \sum_{s=1}^m \sum_{r=1}^{\infty} G_{r,s} \sin \{r\Psi\} = 0. \quad (2)$$

Здесь $\Psi = Aed_x / \hbar c$ – обезразмеренная проекция вектор-потенциала на ось x , $\Phi = \phi ed_x / \hbar c$, $\tau = \omega_0 t / \sqrt{\varepsilon}$ – обезразмеренное время, $\xi = x\omega_0 / c$, $\zeta = y\omega_0 / c$ – обезразмеренные координаты.

Далее исследуемые уравнения (1) решались численно на основе конечно-разностной схемы типа крест.

Эволюция двумерного предельно короткого импульса в системе углеродных нанотрубок в присутствии внешнего постоянного магнитного поля в зависимости от времени распространения импульса представлена на рис. 1.

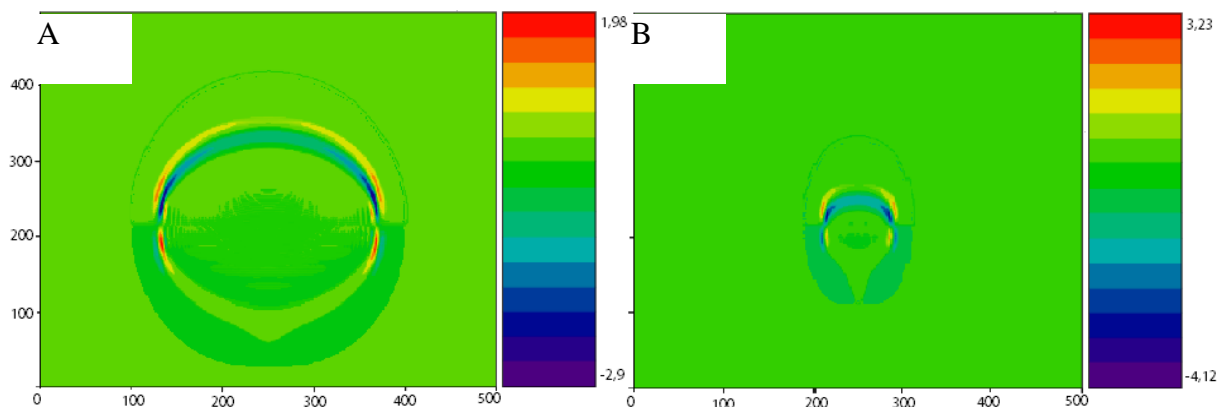


Рис. 1. Эволюция двумерного предельно короткого оптического импульса в системе углеродных нанотрубок под действием внешнего магнитного поля. На осях x, y отложены относительные единицы расстояния. Яркость соответствует величине электрического поля импульса в относительных единицах (относительная единица составляет 10^7 В/м). А) $T = 18 \times 10^{-1}$ пс, В) $T = 6 \times 10^{-1}$ пс. Тип нанотрубки (13,0), $v/c = 0.98$. $\Phi_{eff} / \Phi_0 = 3$.

Эволюция двумерного предельно короткого импульса, распространяющегося в системе углеродных нанотрубок, в присутствии внешнего постоянного магнитного поля в зависимости от его величины представлена на рис. 2.

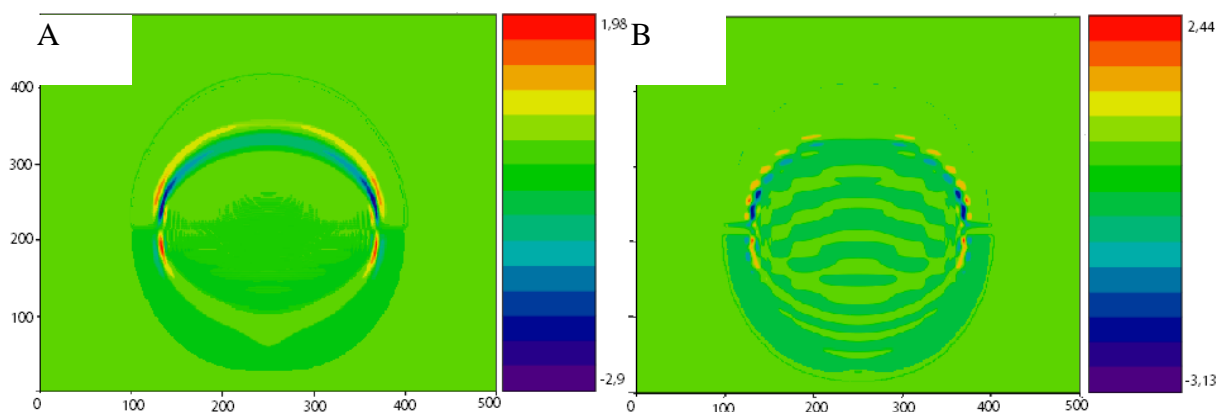


Рис. 2. Эволюция двумерного предельно короткого оптического импульса в системе углеродных нанотрубок под действием внешнего магнитного поля. На осях x, y отложены относительные единицы расстояния. Яркость соответствует величине электрического поля импульса в относительных единицах (относительная единица составляет 10^7 В/м), время распространения импульса $T = 18 \times 10^{-1}$ пс. А) $\Phi_{eff} / \Phi_0 = 3$, В) $\Phi_{eff} / \Phi_0 = 0,3$. Тип нанотрубки (13,0), $v/c = 0.98$.

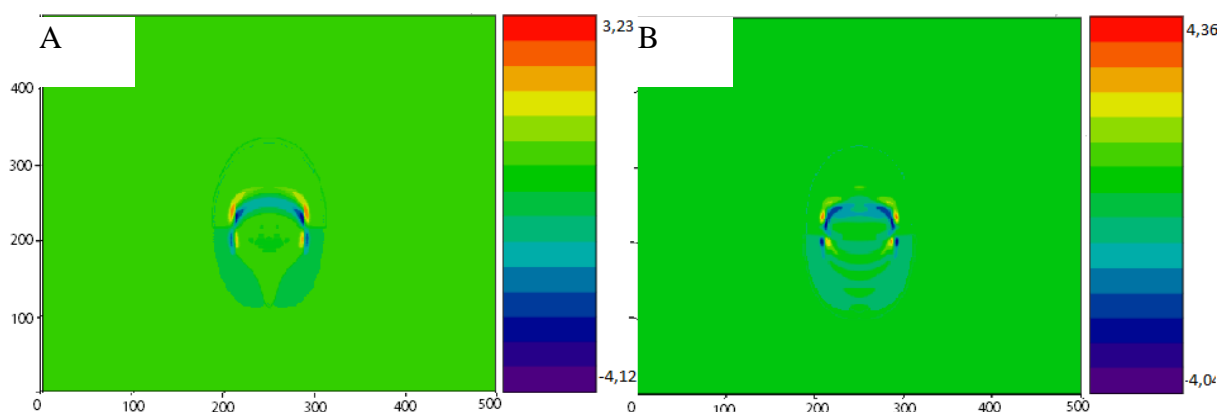


Рис. 3. Эволюция двумерного предельно короткого оптического импульса в системе углеродных нанотрубок под действием внешнего магнитного поля. На осях x, y отложены относительные единицы расстояния, Яркость соответствует величине электрического поля импульса в относительных единицах (относительная единица составляет 10^7 В/м), время распространения импульса $T = 6 \times 10^{-1}$ пс. А) $\Phi_{eff} / \Phi_0 = 3$, В) $\Phi_{eff} / \Phi_0 = 0,3$. Тип нанотрубки (13,0), $v/c = 0.98$.

На рис. 3 показана эволюция двумерного предельно короткого импульса, время распространения которого в три раза меньше, чем у импульса, представленного на рис. 2.

Как видно из рисунков, трехмерные предельно короткие импульсы, распространяясь в среде углеродных нанотрубок, под действием магнитного поля испытывают изменение пространственной структуры вследствие изменения закона дисперсии, описываемого соотношением (1). Магнитное поле, приложенное перпендикулярно оси углеродной нанотрубки, изменяет закон дисперсии, что соответственно влияет на характер распространения трехмерного предельно короткого импульса и соответственно изменяет его форму.

Из показанных эволюций электромагнитного поля видно, что при уменьшении времени прохождения импульса по образцу, меняется форма импульса. Импульс становится более локализованным в пространстве, и имеет большую амплитуду по сравнению с более медленным импульсом.

Из представленных зависимостей можно сделать вывод о том, что все основные эффекты, возникающие вследствие введения внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно оси углеродных нанотрубок, связаны с тем, что изменился закон дисперсии электронов, который определяет иной характер распространения двумерного импульса. Также, обнаружено, что изменяя длительность двумерного предельно короткого оптического импульса, распространяющегося в среде, состоящей из углеродных нанотрубок, возможно менять его амплитуду.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.J.F. Harris “Carbon Nanotubes and Related Structures: New Materials for the Twenty-First Century” Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
2. Е.Н. Галкина, М.Б. Белоненко // Известия РАН. Серия Физическая. 2011. Т. 75. №12. с. 1730-1732.
3. М.Б. Белоненко, Е.Н. Галкина, З.А. Филимонова // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120. №3. с. 100-106.
4. А.А.Овчинников, В.В. Отражев // ФТТ. 1998. Т. 40. №10. С. 1950.

Генерация модифицированных ГХЦ состояний при параметрическом усилении типа I с квантовой инъекцией

П.П. Гостев, С.А. Магницкий

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова.
Физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов;
Международный учебно-научный лазерный центр (МЛЦ МГУ).
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.

fongostev@gmail.com

К настоящему времени задача генерации 3-х фотонных ГХЦ состояний с помощью спонтанного параметрического рассеяния решена несколькими способами, начиная от варианта Цайлингера [1] и заканчивая каскадными схемами [2, 3].

В данной работе рассматривается новая возможность генерации 3-х и 4-х фотонных ГХЦ состояний, основанная на клонировании однофотонной инъекции в двукристалльном параметрическом усилителе при первом типе синхронизма.

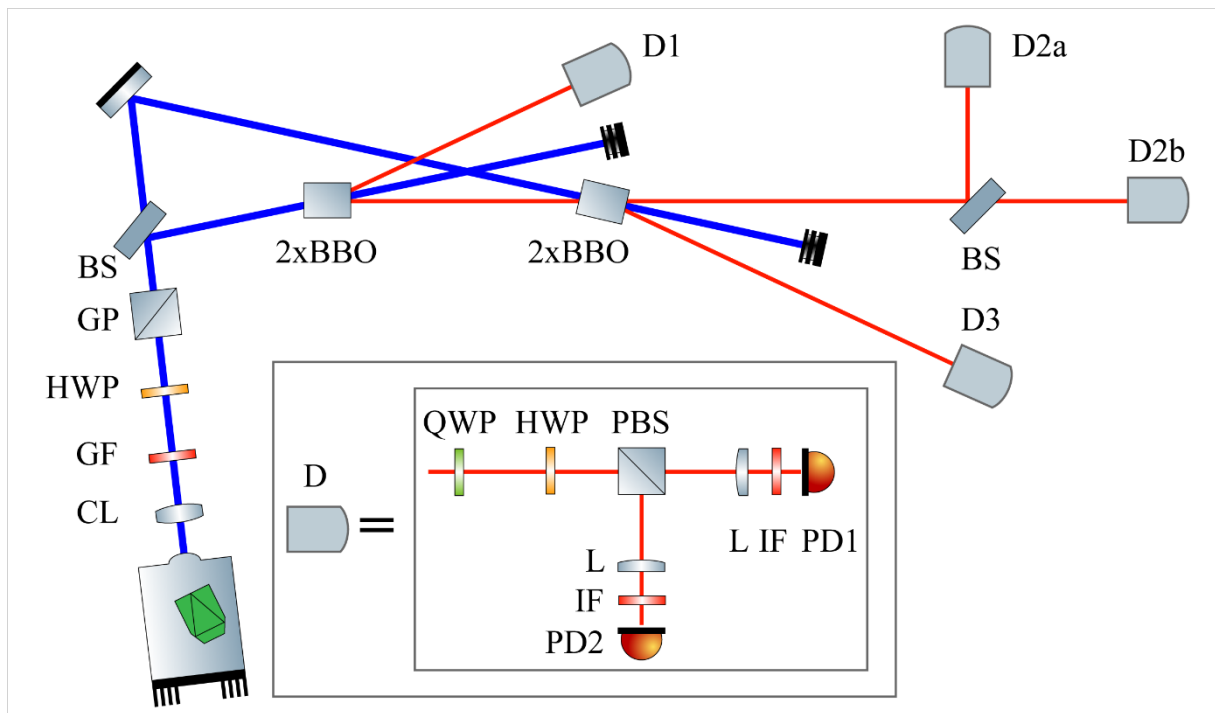


Рис. 1: Предлагаемая схема генерации ГХЦ состояний. $2 \times BBO$ – два кристалла ВВО с ортогональными оптическими осями, первый «двойной» кристалл служит источником ЭПР-пар, второй – усилителем. D – блок детекторов, состоящий из двух каналов, соответствующих паре ортогональных поляризаций. GP – призма Глана, BS – симметричный светоделитель, PBS – поляризационный делитель, HWP, QWP – полу- и четверть-волновая пластинка соответственно, L – линза, IF – интерференционный фильтр, GF – стеклянный фильтр.

Схема состоит из последовательно расположенных источника ЭПР-пар и усилителя с квантовой инъекцией [4]. И источник, и усилитель собраны по двукристалльной схеме [5] и работают в вырожденном по частоте режиме, генерируя идеальное белловское состояние $|\Phi_{ij}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_i^h |1\rangle_j^h + |1\rangle_i^v |1\rangle_j^v)$. Наши расчеты показали, что в такой схеме конечное состояние пространственных мод 1, 2 и 3 (здесь и далее мода 1 соответствует детектору $D1$, другие пространственные моды нумеруются аналогично, мода 2 делится

светоделителем на моды 2a, 2b) содержит в себе модифицированное состояние Гринбергера-Хорна-Цайлингера:

$$|\Psi_{out}\rangle \sim |1\rangle_1^h |2\rangle_2^h |1\rangle_3^h + |1\rangle_1^v |2\rangle_2^v |1\rangle_3^v + \dots \quad (1)$$

Здесь нижний индекс – номер пространственной моды, верхний соответствует поляризации фотона.

Наличие двухфотонного состояния в одной из мод позволяет реализовать две возможные схемы генерации: 3-х и 4-х фотонных состояний ГХЦ. Для их реализации в пространственную моду 2 устанавливается светоделитель, что приводит к возникновению обычного 4-х фотонного состояния ГХЦ:

$$|GHZ_4\rangle = |1\rangle_1^h |1\rangle_{2a}^h |1\rangle_{2b}^h |1\rangle_3^h + e^{i\varphi} |1\rangle_1^v |1\rangle_{2a}^v |1\rangle_{2b}^v |1\rangle_3^v. \quad (2)$$

Если в канале детектора D2a вместо системы поляризационной селекции установить диагонально ориентированный поляризатор, то состояние разделяется на 3-х фотонное ГХЦ состояние и реперный фотон в моде 2a с диагонально ориентированной поляризацией:

$$|GHZ_4\rangle \rightarrow |GHZ_3\rangle |D\rangle_{2a}. \quad (3)$$

Рассмотренный вариант формирования модифицированных и обычных ГХЦ состояний является не более сложным для реализации, чем представленный в классической работе [1], однако может быть использован для создания как 3-х, так и 4-х фотонных ГХЦ состояний без существенной модификации. Кроме того, при измерении двухфотонного состояния в моде 2 с диагонально установленным поляризатором, происходит редукция состояния в модах 1 и 3 к белловскому, т.е. появление неклассических корреляций между частями системы, которые ранее не были перепутаны (обмен перепутыванием, [6]):

$$|\Psi\rangle \rightarrow |1\rangle_1^h |2\rangle_2^d |1\rangle_3^h + e^{i\varphi} |1\rangle_1^v |2\rangle_2^d |1\rangle_3^v = |2\rangle_2^d |\Phi_{1,3}^{\Sigma}\rangle. \quad (4)$$

Стоит заметить, что подобная система легко масштабируется на случай большего числа источников, и, при использовании импульсной накачки за счет высокой вероятности генерации коррелированных пар [7] позволяет эффективно генерировать в общем случае модифицированные и обычные n-фотонные ГХЦ состояния.

Мы считаем, что указанные особенности предложенной схемы: возможность генерации 3-х и 4-х фотонных ГХЦ состояний и модифицированных ГХЦ состояний, а также реализация обмена перепутыванием, – позволяют найти применение ей для решения разнообразных задач квантовой информатики, таких как создание компактных высокоэффективных генераторов перепутанных состояний для квантового распределения ключа и квантовой коммуникации между несколькими абонентами.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bouwmeester et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. No. 7. P. 1345.
2. H. Hübel et al. // Nature. 2010. V. 466. No. 7306. P. 601.
3. D. R. Hamel et al. // Nat. Phot. 2014. V. 8. No. 10. P. 801.
4. F. De Martini, V. Mussi and F. Bovino // Opt. Comm. 2000. V. 179. No. 1. P. 581.
5. P. G. Kwiat et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. No. 2. P. R773.
6. Pan J. W. et al. // Physical Review Letters. 1998. V. 80. No. 18. P. 3891.
7. Waks E., Diamanti E. and Yamamoto Y. // New Journal of Physics. 2006. V. 8. No. 1. P.

Новый механизм формирования солитонов при дифракции на периодической неоднородности, внесенной в кубично-нелинейную среду

А.А. Калинович, И.Г. Захарова, В.А. Трофимов
 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
kalinovich@gmail.com

Распространение оптических солитонов в фотонных кристаллах интенсивно исследовалось в последние годы [1-4]. Фотонные кристаллы представляют собой среду с периодическим изменением показателя преломления. Такую периодическую неоднородность можно создать и в нелинейной среде, например, индуцировать с помощью излучения лазера. При наличии неоднородности условия распространения солитонов изменяются по сравнению с однородной нелинейной средой. В данной работе с помощью численного моделирования исследовалось разделение солитона в кубично-нелинейной среде на несколько солитонов при прохождении через периодическую неоднородность.

Комплексная амплитуда A оптического импульса, распространяющегося по координате z с течением времени t описывалась следующим уравнением:

$$\varepsilon \frac{\partial A}{\partial t} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + i\beta \varepsilon A + i\alpha |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость, $D = 1/4\pi\chi$ - коэффициент дисперсии, $\beta = \pi\chi$, χ - отношение частоты оптической волны к частоте периодической структуры, α - коэффициент кубичной нелинейности. Начальный импульс имел гауссову форму

$$A(t=0) = \exp\left[-\frac{(z-z_0)^2}{a_z^2} + i2\pi\chi(z-z_0)\right], \quad (2)$$

где z_0 - координата центра импульса, a_z - ширина импульса. Коэффициент нелинейности α был постоянным во всей среде. Диэлектрическая проницаемость изменялась следующим образом (рис. 1): на всем протяжении нелинейной среды она равна ε_0 , за исключением решетки, начинающейся с координаты z_{gr} и состоящей из N слоев с $\varepsilon = \varepsilon_1$ протяженностью l_1 , чередующихся со слоями $\varepsilon = \varepsilon_0$ протяженностью l_0 .

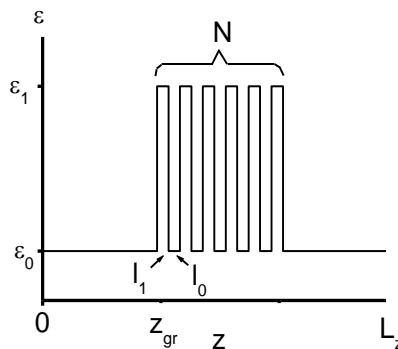


Рис. 1. Изменение показателя преломления в среде.

С течением времени в наших расчетах из импульса образовывался солитон, который распространялся в сторону решетки. После прохождения солитоном решетки мы наблюдали его разделение на несколько солитонов, которые распространялись далее с различной скоростью. Результаты численного моделирования уравнения (1) при параметрах $\chi=1$, $\alpha=10$, $a_z=1$, $z_0=80$, $z_{gr}=100$, $N=5$, $l_0=l_l=1$, $\varepsilon_0=1$, $\varepsilon_l=1.01$ показаны на рис. 2: (а) - первоначальный импульс, (б) - момент прохождения сквозь фотонный кристалл, (в) - после прохождения решетки импульс начинает разделяться на части, (г) - импульс разделился на несколько солитонов, движущихся с разными скоростями. Видно, что даже небольшое число слоев ($N=5$) и небольшая разница в значениях ε приводит к тому, что импульс разделяется на несколько субимпульсов, причем разделение начинается в решетке, а завершается уже в нелинейной среде с постоянным ε .

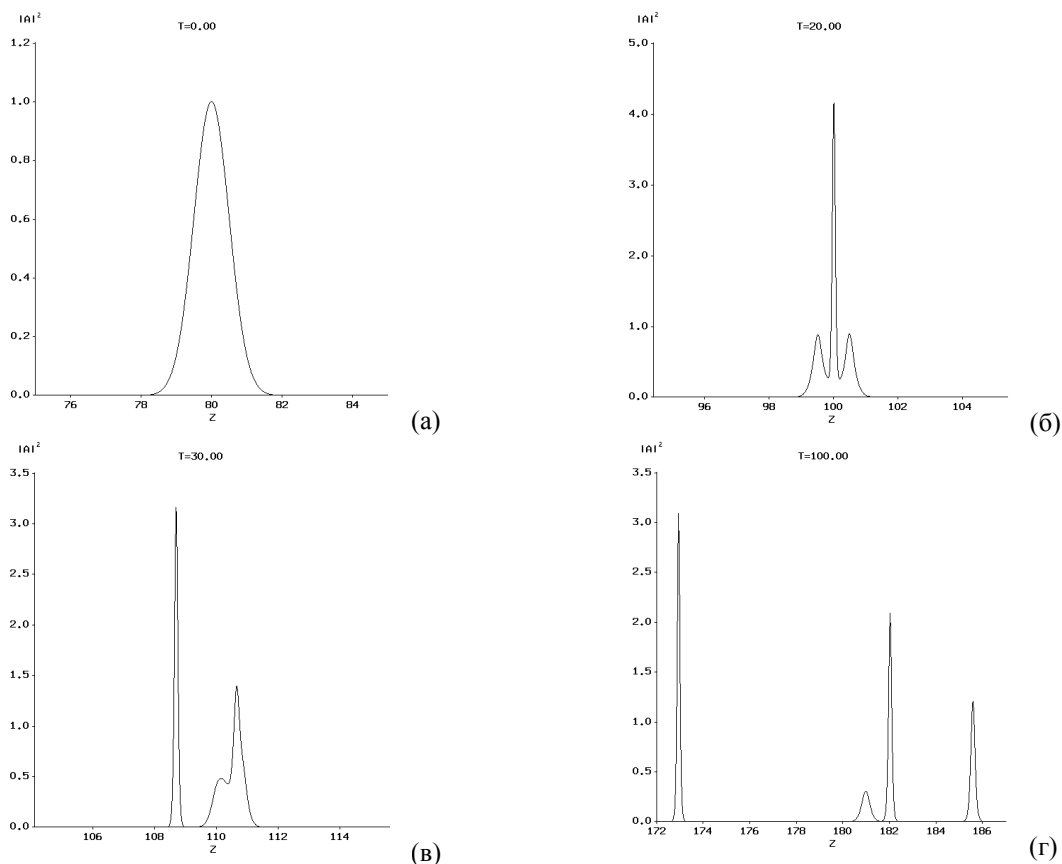


Рис. 2. Амплитудные профили импульса при распространении сквозь фотонный кристалл.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-21-00081).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Kominis, K. Hizanidis, // Opt. Lett. 2006. V. 31. P. 2888.
2. Y. Kominis, K. Hizanidis, // Opt. Express . 2008. V. 16. P. 12124.
3. V.A. Trofimov et al. // Math. Modell. and Analysis. 2010. V. 15. No 4. P. 517.
4. Z. Chen et al. // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. P. 086401.

Распространение автомодельного импульса в среде с однофотонным нестационарным поглощением

И.Г. Захарова, А.А. Калинович, В.А. Трофимов
 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
kalinovich@gmail.com

При исследовании формирования и распространения оптических солитонов в нелинейных средах, как правило, ограничиваются прозрачными средами или средами с линейным поглощением. Однако, авторы [1-5] показали существенную роль многофотонного поглощения на нелинейные процессы в фотонных устройствах. Кроме того, при изучении распространения солитонов в нелинейных средах представляется важным учет времени отклика среды [6].

В настоящей работе мы описываем способ аналитического вывода автомодельного профиля импульса, распространяющегося в среде с не мгновенным однофотонным поглощением. Также мы выводим условия, определяющие параметры автомодельной моды. Проведенное нами прямое численное моделирование демонстрирует распространение автомодельного импульса с сохранением формы на значительное расстояние.

Распространение лазерного импульса в среде с не мгновенным однофотонным поглощением описывается следующей системой, состоящей из безразмерного уравнения типа Шредингера, а также уравнения для концентрации свободных электронов.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + iD_\tau \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\alpha\rho A + \delta(1-\rho)A &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{\tau_r} &= q(1-\rho)|A|^2, \quad 0 < t < L_t, \quad 0 < z \leq L_z. \end{aligned} \quad (1)$$

Начальные и граничные условия имеют вид

$$A(z,0) = A(z,L_t) = 0, \quad 0 \leq z \leq L_z, \quad A(z=0,t) = A_{in}(t), \quad \rho(z,t=0) = 0. \quad (2)$$

Мы ищем автомодельное решение (1)-(2) с модуляцией в форме

$$A(z, t) = \bar{A}(z, t)e^{is(z,t)}. \quad (3)$$

При этом будем считать, что функции, входящие в (3), имеют вид

$$\bar{A} = A_0(z)ch^{-1}(ct)(1+th(ct)), \quad s = \varphi(z) + a_0 \ln(ch(ct)) + d_0(c \cdot t - th(ct)). \quad (4)$$

В (3)-(4) \bar{A}, s - вещественные амплитуда и фаза, зависящие от констант c, a_0, d_0 , которые необходимо определить. Подставив (3)-(4) в (1)-(2), после преобразований приходим к следующему результату

$$a_0 = a/c, d_0 = d/c, \quad a = -\frac{4\delta q A_0^2(z)}{\alpha}, \quad d = \eta a, \quad c = 2qA_0^2(z)(\eta + 1). \quad (5)$$

Выражения (5) полностью определяют коэффициенты автомодельного профиля, причем η является константой, которая зависит от физических параметров следующим образом

$$\alpha^3 = 3q^2 A_0^4(z) D_\tau (\eta + 1)(0.5(5 - 2\eta)(\eta + 1)\alpha^2 + 7\delta^2) \quad (6)$$

В общем случае уравнение (5) имеет три различных решения η . Отметим также, что амплитуда и фаза автомодельного решения, входящие в (4) выражаются соотношениями

$$A_0(z) = \exp((D_\tau ac - \delta) z), \quad \varphi(z) = D_\tau c^2 z. \quad (7)$$

Выражения (5) и (7) противоречат предположению о том, что c, a_0, d_0 являются константами. Однако мы можем рассматривать зависимость этих величин от координат как параметрическую и тем самым снять противоречие.

Мы провели серию компьютерных расчетов, решая численно уравнение (1), с начальными условиями, заданными с помощью (3)-(7). Таким образом, на вход в среду с не мгновенным однофотонным поглощением подавался импульс с найденным аналитически автомодельным профилем. На рис. 1 приведена динамика распространения такого импульса и сравнение с аналитическим решением (3)-(4). Видно, что профиль импульса достаточно хорошо сохраняет свою форму, численное решение практически совпадает с аналитическим автомодельным профилем.

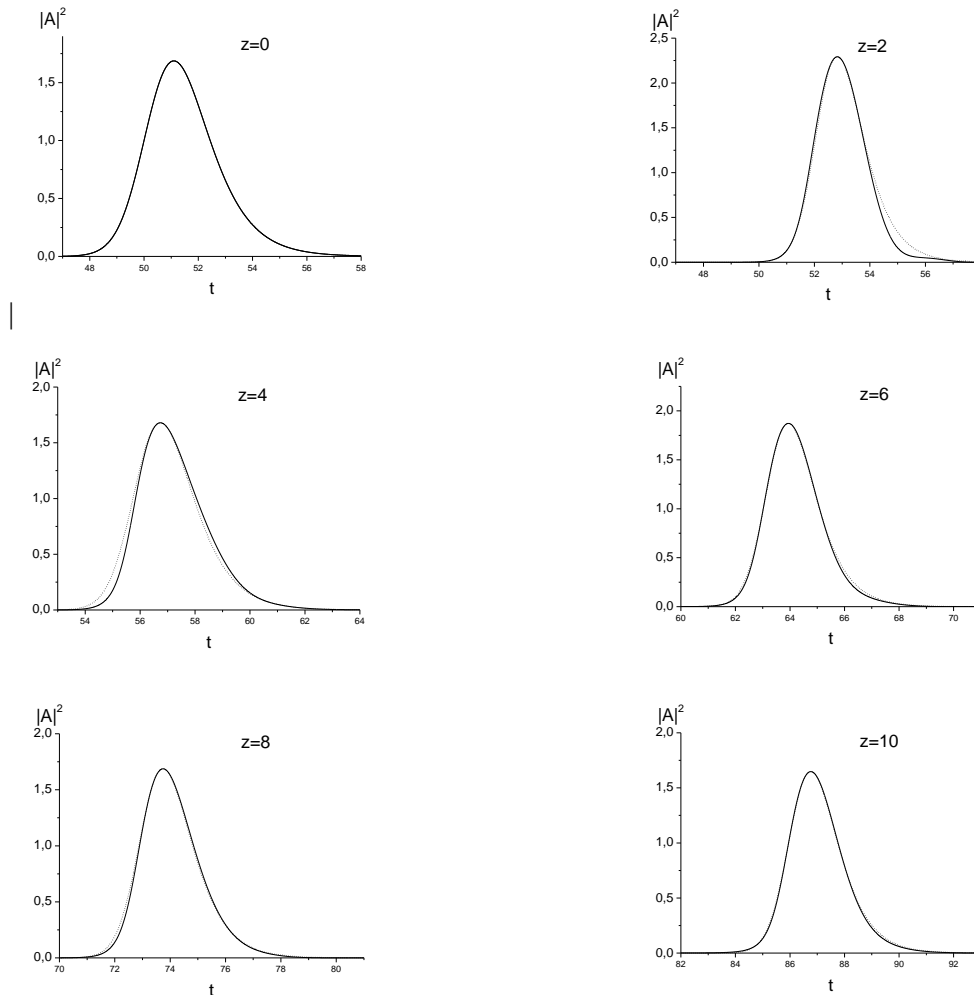


Рис. 1. Динамика профиля импульса, заданного в виде (3)-(4). Использовались следующие параметры $\alpha = 7.5, q = 5, \tau_r = 10, \delta = 0.5, D = 1, A_0 = 1, c = 0.5, l = 1, a_0 = -0.3, d = 0, (t_0 = 50$ -координата центра). Сплошная линия - численное решение (1), пунктирная - аналитическое решение (3)-(4) при подстановке численно полученных значений ширины, центра и максимальной амплитуды.

Для сравнения численного решения с автомодельным использовалась интегральная метрика M ,

$$M = \int \left| |A_{calculated}|^2 - |A_{analytic}|^2 \right| dt / \int |A_{calculated}|^2 dt \quad (8)$$

где $A_{calculated}$ - численное решение (1), $A_{analytic}$ - автомодельное решение (3)-(4) с подставленными из численного решения значениями ширины, координаты центра и амплитуды. На рис. 2 приведены метрики рассчитанного импульса для вышеприведенных параметров (сплошная линия) и случая линейного распространения при наличии дисперсии, $\alpha = 0, \delta = 0$, остальные параметры такие же (пунктирная линия). При данных значениях дисперсионная длина примерно равна $L_d \sim 1$, то есть мы наблюдаем его распространение на 10 дисперсионных длин. Видно, что за счет нелинейного самовоздействия форма импульса близка к автомодельной, хотя и испытывает некоторые осцилляции. Его длительность не сильно отличается от первоначальной. При свободном распространении импульса при наличии дисперсии его форма сильнее отличается от автомодельной, чем в нелинейном случае (рис. 2, пунктирная линия). В этом случае длительность импульса сильно возрастает (примерно на порядок).

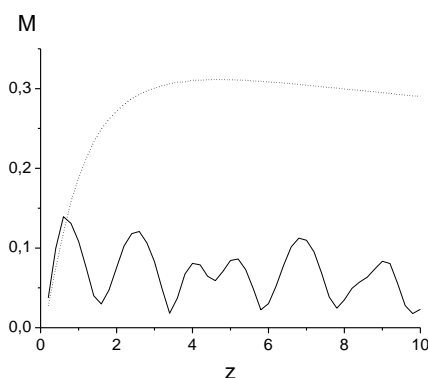


Рис. 2. Сравнение метрик M для вышеприведенных параметров (сплошная линия) и для линейного случая (коэффициенты нелинейного самовоздействия и нелинейного поглощения равны нулю $\alpha = 0, \delta = 0$, на импульс действует только дисперсия) - пунктирная линия.

Суммируя полученные результаты, можно заключить, что в настоящей работе продемонстрирована возможность распространения лазерного импульса с автомодельным профилем в среде с не мгновенным нелинейным откликом. При этом форма импульса должна быть ассиметричной и обладать модуляцией.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-21-00081).

ЛИТЕРАТУРА

1. G.P. Agrawal // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 224.
2. L. Bergé and A. Couairon // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 1003.
3. A.K. Sarma et al. // Opt. Engineering. 2010. V. 49. No 3. P. 035001.
4. T.Wang et al. // Opt. Express. 2013. V. 26. P. 32192.
5. A.Blanco-Redondo et al. // Nature Communications. 2014. V. 5. P. 3160.
6. C.Husko et al. // Opt. Lett. 2011. V. 36. No 12. P. 2239.

Косые солитоны в течении конденсата мимо препятствия: теоретические предсказания и эксперимент

А.М. Камчатнов

Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк

kamch@isan.troitsk.ru

Образование волн телами, движущимися в непрерывной среде, или же течением среды мимо препятствия, является важной частью физики волновых явления. Общеизвестными примерами являются ударные волны в аэродинамике, черенковское излучение в электродинамике и корабельные волны Кельвина в физике волн на воде. Уже из перечисленных примеров ясно, что для описания динамики таких волн могут играть определяющую роль различные физические эффекты. А именно, если в теории ударных волн в воздухе главную роль играют диссипативные эффекты на фронте волны, а дисперсией можно пренебречь, то форма корабельных волн определяется законом дисперсии волн на глубокой воде, а диссипативные и нелинейные эффекты относительно слабы. Для описания аналогичных явлений в динамике бозе-эйнштейновских конденсатов необходимо учитывать совместную роль как дисперсионных свойств среды, так и нелинейность, обусловленную взаимодействием атомов конденсата друг с другом. Как известно, обычным проявлением такой взаимосвязи дисперсии и нелинейности является существование солитонов, то есть нелинейных уединённых волн, распространяющихся в среде без изменения формы. В случае бозе-эйнштейновского конденсата речь идёт о так называемых «тёмных солитонах», то есть волн в виде углублений плотности в конденсате. Таким образом, возникает вопрос о том, играют ли какую-либо роль тёмные солитоны при возбуждении волн течением конденсата мимо препятствия.

В рамках лекции будет дан обзор разнообразных волновых явлений, наблюдаемых в течении конденсата мимо препятствий. Впервые этот вопрос возник в связи с проблемой потери сверхтекучести при превышении скорости течения некоторого критического значения. Было обнаружено [1], что при скоростях течения выше $v_{cr} = 0.42c_s$, где c_s - скорость звука в конденсате, на препятствии происходит генерация вихрей, которые уносят энергию, что приводит к появлению силы, действующей на препятствие. Именно это явление приводит к потере сверхтекучести. Однако при дальнейшем увеличении скорости течения в игру вступают другие типы возбуждений. Если скорость превышает звуковую, то, дополнительно к вихрям, течение начинает излучать линейные волны [2], причём, благодаря специфическим свойствам закона дисперсии таких волн, соответствующая волновая структура расположена вне конуса Маха. В то же время, пока сверхзвуковая скорость не слишком велика, вихри располагаются в виде цепочек вихревых пар, находящихся внутри конуса Маха. Если же скорость течения существенно превышает звуковую ($v > 1.44c_s$), то вместо вихревых дорожек образуются так называемые косые солитоны – примыкающие к препятствию прямолинейные углубления в распределении плотности с увеличивающейся со временем длиной [3]. Характерная картина явления показана на рис.1, иллюстрирующем рост длины солитонов со временем после включения скорости течения конденсата мимо препятствия. На этом рисунке, полученном численным решением уравнения Гросса-Питаеского, явно видна устойчивость косых солитонов относительно изгибных возмущений, что, казалось бы, противоречит хорошо известному факту неустойчивости двумерных структур такого типа, хорошо изученному как теоретически, так и экспериментально. Объяснение этого парадокса было дано в работах [4,5] как следствие перехода от абсолютной неустойчивости солитонов к их конвективной неустойчивости, так

что в системе отсчёта, связанной с препятствием, неустойчивые моды уносятся достаточно быстрым течением конденсата.

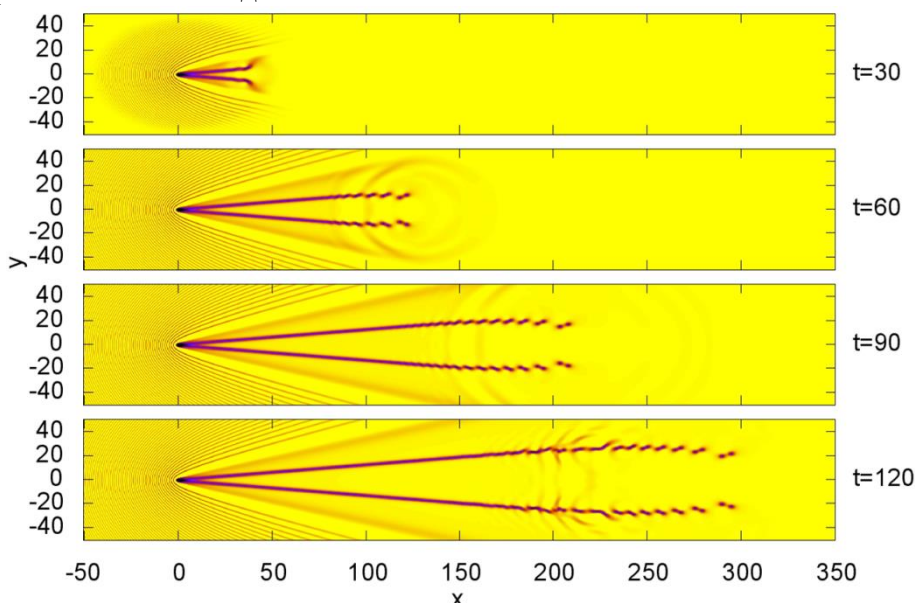


Рис. 1. Рост длины косых солитонов со временем после включения течения конденсата мимо препятствия.

Предсказанное в этих работах явление было обнаружено экспериментально в двумерном течении поляритонного конденсата в микрорезонаторах [6,7]. Ввиду конечного времени жизни поляритонов потребовалась соответствующая модификация теории [8], которая позволила объяснить кажущееся изменение порога генерации косых солитонов. Другая интерпретация наблюдаемых явлений была предложена в работе [9], где было экспериментально показано, что даже при малой плотности поляритонов, когда нелинейностью можно пренебречь, всё равно позади препятствия наблюдается волновая структура, напоминающая косые солитоны. Объяснение этой линейной структуры как результата интерференции падающей на препятствие и рассеянной волн с образованием фазовых дислокаций дано в работе [10].

Обсуждение всего круга вопросов, связанных с физикой косых солитонов, будет дано в предлагаемой лекции.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Winiecki, J. F. McCann, and C. S. Adams // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 5186.
2. Yu. G. Gladush et al. // *Phys. Rev. A* 2007. V. 75, P. 033619.
3. G.A. El, A. Gammal, A.M. Kamchatnov // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 180405.
4. A.M. Kamchatnov, L.P. Pitaevskii // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100, P. 160402.
5. A.M. Kamchatnov, S.V. Korneev // *Phys. Lett. A*. 2011. V. 37. P. 2577.
6. A. Amo et al. // *Science*, 2011. V. 332. P. 1167.
7. G. Grosso et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. P. 245301.
8. A.M. Камчатнов, С.В. Корнеев // *ЖЭТФ*. 2012. Т. 142. С. 658.
9. P. Cilibrizzi et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 114. P. 103901.
10. A.M. Kamchatnov, N. Pavloff // *Eur. Phys. J. D*. 2015. V. 69. P. 32.

Двумерные предельно короткие оптические импульсы в тонкой пленке топологического изолятора

Н.Н. Конобеева¹, Д.С. Скворцов¹, М.Б. Белоненко^{1,2}

¹Волгоградский государственный университет

²Волгоградский институт бизнеса

yana_nn@inbox.ru

На основании длинноволнового эффективного гамильтониана в случае низких температур рассмотрено распространение двумерного предельно короткого оптического импульса в тонкой пленке топологического изолятора. Выявлена зависимость формы импульса от эффективной массы электронов в топологическом изоляторе, а также числа колебаний электрического поля предельно короткого импульса.

Будем рассматривать тонкую пленку топологического изолятора, гамильтониан для которой выберем в длинноволновом приближении [1]:

$$H = (p_x^2 + p_y^2) / 2m + v_f (p_x \sigma_y - p_y \sigma_x) \quad (1)$$

здесь p_x, p_y - компоненты импульса электрона, m - эффективная масса электрона, σ_x, σ_y - спиновые матрицы, v_f - скорость ферми.

Гамильтониан (1) легко диагонализуется и задает спектр электронов:

$$\varepsilon(p_x, p_y) = (p_x^2 + p_y^2) / 2m + v_f \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2)$$

Уравнения Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств топологического изолятора в двумерном случае можно записать в следующем виде [2]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = 0 \quad (3)$$

здесь пренебрегается дифракционным расплыванием лазерного пучка в направлениях перпендикулярных оси распространения, причем $\mathbf{A} = (0, A(x, t), 0)$, $\mathbf{j} = (0, j, 0)$. Плотность тока определяется производной от энергетического спектра по компоненте импульса p_y .

Исследуемое уравнение (3) решалось численно при помощи прямой разностной схемы типа крест. Начальное условие выбиралось в виде предельно короткого импульса, состоящего из одного колебания, что соответственно можно задать как:

$$\begin{aligned} A(z, 0) &= Q \cdot \exp(-z^2 / \gamma_z) \exp(-x^2 / \gamma_x), \\ \frac{dA(z, 0)}{dt} &= \frac{2v_z}{\gamma_z} Q \exp(-z^2 / \gamma_z) \exp(-x^2 / \gamma_x) \end{aligned} \quad (4)$$

где Q - амплитуда импульса, $v_{z,x}$ - его начальная скорость в направлении z и x соответственно, $\gamma_{z,x}$ - определяют ширину импульса. В качестве эволюционной координаты выбрано время.

Значения энергетических параметров выражались в единицах Δ . Возникающая эволюция двумерного электромагнитного поля при его распространении по образцу представлена на рисунке.

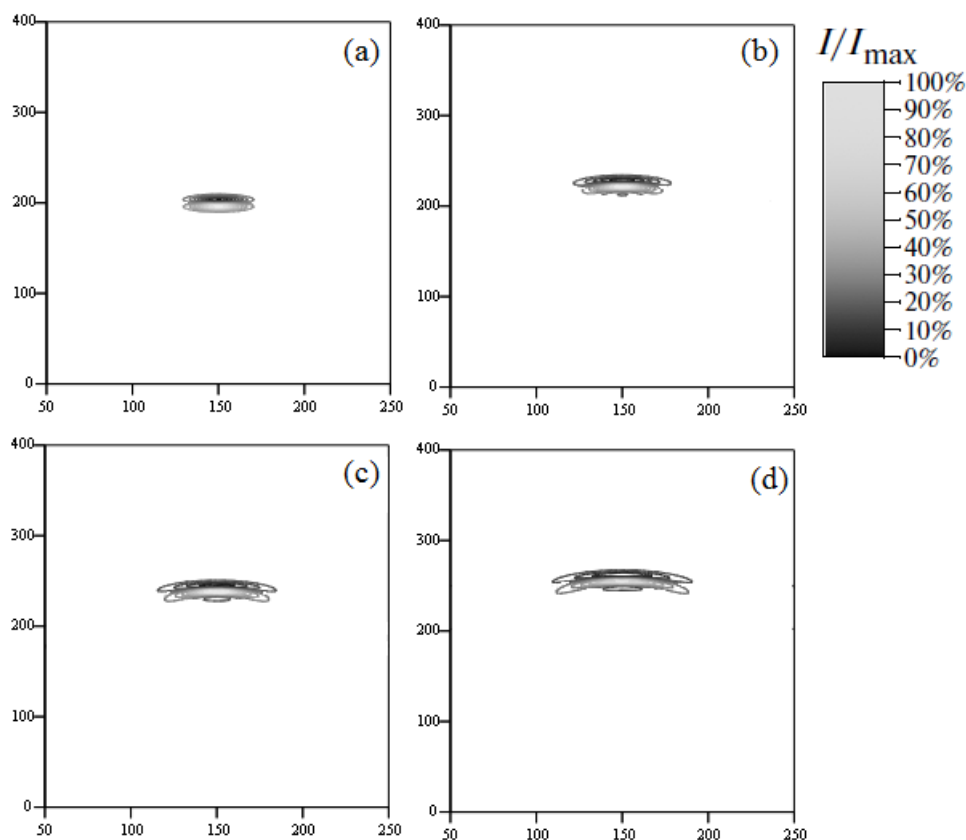


Рис. Интенсивность двумерного электромагнитного импульса $I(x, z, t) = E^2(x, z, t)$ в различные моменты времени: (a) исходная форма импульса; (b) $t=3 \cdot 10^{-13}$ s; (c) $t=5 \cdot 10^{-13}$ s; (d) $t=7 \cdot 10^{-13}$ s.

Видно, что импульс распространяется устойчиво, с небольшим расплыванием вдоль оси x . Такое поведение с одной стороны обусловлено дисперсией, которая приводит к уширению оптического импульса, а с другой, связано с нелинейностью уравнения (3), которая определяет его «сужение». Таким образом, стабильное распространение импульса возможно благодаря балансу между этими двумя процессами в топологическом изоляторе.

Проведенное исследование показало, что возможно устойчивое распространение двумерных предельно коротких оптических импульсов в тонкой пленке топологического изолятора. Данный эффект может оказаться полезным при разработке гибридных устройств, основанных на эффекте взаимодействия света с электронами топологического изолятора. Отметим также, что эффект связанный с образованием "хвоста" за предельно коротким импульсом может быть использован при генерации импульсов терагерцевого диапазона.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект № МК-4562.2016.2), а также Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-07-01265 А).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Basak et al. // Energy. 2011. V.8. P.4.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц “Теоретическая физика. Том II” М.: Наука, 1988.

Направленные волны в гиперболическом планарном волноводе

А.И. Маймистов^{1,2}, Е.И. Ляшко²

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл.

maimistov@mail.ru, Katerina20490@yandex.ru

Гиперболической средой называют сильно анизотропную одноосную оптическую среду, изочастотные поверхности которой в пространстве декартовых компонент волнового вектора представляют собой гиперboloиды [1-3]. Причиной этому является противоположность знаков главных компонент диэлектрического тензора либо тензора магнитной восприимчивости. Благодаря указанной особенности, для гиперболических сред характерен ряд интересных оптических явлений: сверхразрешение, гигантский эффект Парселла, отрицательное преломление, сингулярности фотонной плотности состояний и т.д. [2].

Необычными также являются оптические явления у границы раздела между обыкновенной и гиперболической средами, что приводит к особенностям в характеристиках волноводов, построенных с участием гиперболического материала. Так, в работе [4] было отмечено, что полное внутреннее отражение для ТМ волны в планарном волноводе, окружение которого представляют собой гиперболические среды, наблюдается для углов падения, меньших некоторого критического значения, α_0 . Это приводит к двум наборам частот отсечки для ТМ волн. Каждая мода направляется волноводом только в некотором ограниченном диапазоне частот излучения или толщин диэлектрического слоя. Количество мод с ростом толщины сердцевины или частоты излучения остается конечным. В случае полностью диэлектрического волновода число мод аддитивно возрастает с увеличением указанных параметров.

Рассматриваются результаты теоретических исследований линейного симметричного и нелинейного асимметричного планарного волновода. Линейный волновод образован слоем изотропного диэлектрика, окруженного гиперболическими средами. При анализе нелинейного волновода предполагалось, что слой изотропного диэлектрика расположен на подложке из изотропного диэлектрика, характеризуемого кубическим нелинейным откликом, покровный слой представлен гиперболической средой. Ось анизотропии гиперболической среды направлена перпендикулярно границам раздела слоев волновода. В такой геометрии более интересно рассмотрение ТМ волн, которые являются необыкновенными. Все среды предполагались немагнитными. Рассмотрены случаи, когда среда подложки характеризуется только линейным откликом и случай нелинейной среды подложки. В обеих ситуациях волновод удерживает электромагнитное излучение ТМ мод только при диэлектрических проницаемостях гиперболической среды, удовлетворяющих условиям $\epsilon_o < 0$, $\epsilon_e > 0$. Здесь ϵ_o обозначает диэлектрическую проницаемость обыкновенной волны, а ϵ_e — диэлектрическую проницаемость необыкновенной волны. Примером такой среды является метаматериал, представляющий собой чередующиеся субволновые слои проводника и диэлектрика.

В линейном случае было найдено дисперсионное соотношение для направленных ТЕ и ТМ волн, показано, что при $\epsilon_e < \epsilon_2$ для каждой ТМ моды существует две частоты отсечки. Таким образом, для каждой ТМ моды определен интервал частот (интервал толщин сердцевины), при которых в волноводе может распространяться направленная волна. При условии, что $\epsilon_e > \epsilon_2$ две частоты отсечки определены только для фундаментальной моды, для

высших индексов направленные ТМ волны аддитивно накапливаются с ростом толщины или частоты, подобно направленным волнам обычного диэлектрического волновода.

В нелинейном случае для каждого индекса моды при превышении мощностью излучения определенного порогового значения появляется дополнительная ветвь решений: при одних и тех же параметрах в волноводе могут распространяться ТМ моды, различающиеся поперечным распределением электрического поля (Рис.1). В одном случае в нелинейном веществе подложки присутствует максимум электрического поля, в другом – поле в веществе подложки монотонно спадает с ростом расстояния от границы с сердцевиной. Нелинейные моды с монотонно спадающим полем возможны при любых значениях мощности излучения. При $\varepsilon_e < \varepsilon_2$, как и в линейном случае, для обеих ветвей решений любых мод определены дополнительные частоты отсечки, так что число удерживаемых волноводом ТМ мод всегда конечно. Такое явление не предвидится в случае стандартного нелинейного диэлектрического волновода. Для данного случая также рассмотрено влияние полного потока мощности на эффективный показатель преломления моды.

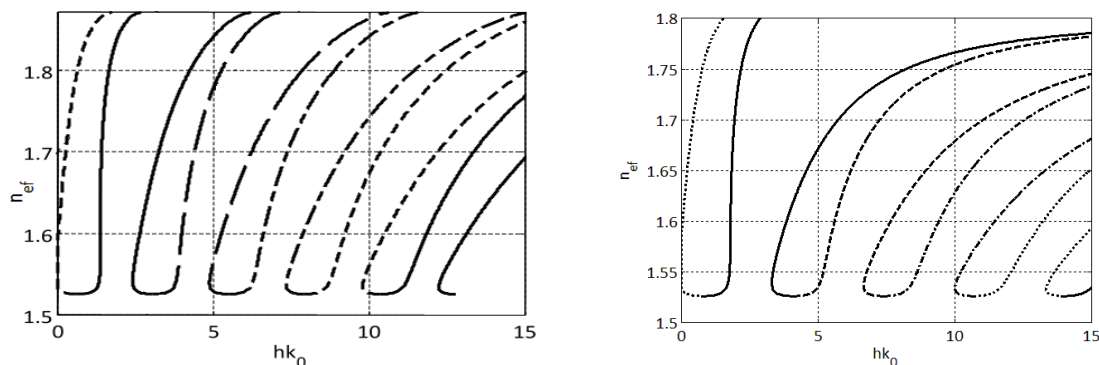


Рис. 1. Дисперсионные кривые для нелинейных ТМ мод волновода с линейным гиперболическим покровным слоем в случае: $n_e < n_2$ (левая панель), $n_e > n_2$ (правая панель)

Замечено, что в случае линейного волновода эффективный показатель может стать равным нулю. Это означает малые значения проекции на направление оси волновода вектора Пойнтинга или групповой скорости волн в гиперболических волноводах данного типа. В случае стандартного (эллиптического) анизотропного диэлектрического волновода эффективный показатель принадлежит конечному промежутку значений, минимальное из которых всегда больше нуля.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект №14-22-00098).

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Noginov et al. // Applied Physics Letters. 2009.V.94. P. 151105.
2. V.P. Drachev et al. // Optics Express. 2013. V. 21 P. 15048.
3. P. Shekhar et al. // Nano Convergence. 2014. V. 1. P.1
4. Е.И. Ляшко, А.И. Маймистов // Квантовая электрон. 2015. Т.45. № 11. С. 1050.
2. D.V. Skryabin et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. No 4. P. 3508.

Планарные пространственно-временные солитоны в квадратично-нелинейной среде

С.В. Сазонов^{1,2}, М.С. Мамайкин², И.Г. Захарова², М.В. Комиссарова²

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
mamaikinms@gmail.com

Совместное влияние нелинейности, дифракции и дисперсии может приводить к формированию световых волновых пакетов, которые остаются ограниченными по всем трём пространственным координатам, при этом конечная длительность импульса соответствует его конечной длине по направлению распространения. Такой ограниченный волновой пакет часто называют световой пулей, и он представляет собой обобщение самоканализированных оптических пучков во временную область. Существование и устойчивость самоканализированных пучков в нелинейной среде изучается с 1964 г., когда впервые было обнаружено это явление [1].

Пространственно-временные солитоны неустойчивы в среде с кубической нелинейностью [2]. Для среды же с нелинейностью второго порядка, наоборот, характерно формирование устойчивых световых пуль. Еще в 1981 году аналитически было показано, что такая возможность обусловлена тем, что в среде с квадратичной нелинейностью, в отличие от среды с кубической нелинейностью, не происходит пространственно-временной коллапс [3].

За последние двадцать лет появилось множество работ, в которых формирование световых пуль на квадратичной нелинейности было продемонстрировано экспериментально [3-5]. В теоретических же работах по этой теме, в основном, проводилось численное моделирование [6-8]. В качестве примера аналитических достижений можно привести предсказание вихревых пространственно-временных солитонов при генерации второй гармоники и анализ их устойчивости [9], либо физические оценки параметров солитонов [10].

В 2015 году приближенные аналитические решения для оптических пуль на квадратичной нелинейности были получены при помощи метода «усредненного лагранжиана», однако вопрос об их устойчивости был исследован недостаточно подробно [11].

Лагранжиан исходной системы уравнений:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{c}{2n\omega} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - \gamma A_1^* A_2 = 0, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{c}{4n\omega} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + k_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - \frac{\gamma}{2} A_1^2 = 0, \quad (2)$$

записывается через пробные решения, которые выбираются, отталкиваясь от известных одномерных солитонных решений [12]. Далее применяется методика, описанная, например, в [13].

В планарном режиме при аномальной дисперсии система (1)-(2) имеет следующие солитонные решения [11]:

$$A_1 = \pm \frac{5}{3} \left(1 + \frac{\pi^2}{30} \right) \frac{c}{n\omega\gamma R_0^2} \exp(iQ) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{2x}{3R_0} \right) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\tau}{2\tau_p} \right), \quad (3)$$

$$A_2 = \pm \frac{5}{6} \left(1 + \frac{\pi^2}{30} \right) \frac{c}{n\omega\gamma R_0^2} \exp(iQ) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{2x}{3R_0} \right) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\tau}{2\tau_p} \right), \quad (4)$$

где R_0 и τ_0 – соответственно, входные значения радиуса и длительности солитона, а

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_0} \operatorname{sech} \left(\frac{2x}{3R_0} \right), \quad (5)$$

Отметим, что при этом дисперсионная $l_{dis} = 2\tau_0^2/|k_2|$ и дифракционная длины $l_D = 3n\omega R_0^2/4c$ соотносятся следующим образом

$$l_D = 0.55 l_{dis} \quad (6)$$

Динамика системы (1)-(2) была исследована нами численно. Точность вычислений подтверждается сохранением интегралов движения этой системы.

В первой серии экспериментов на вход нелинейной среды подавались импульсы вида (3)-(4) на обеих гармониках. При выборе характерных длин одного порядка и при точном выполнении или небольших отклонениях от соотношения (6), наблюдалось устойчивое распространение двухкомпонентной световой пули на очень длинных дистанциях.

На рис. 1 приведены зависимости безразмерных пиковых интенсивностей компонент солитона на основной и второй гармониках при

$$l_D = 1.67 l_{nl}, \quad l_{dis} = 2.86 l_{nl}. \quad (7)$$

На небольших дистанциях в несколько нелинейных длин наблюдается стабилизация колебаний интенсивностей гармоник, а затем осцилляции интенсивностей приобретают незатухающий гармонический характер. Отметим, что эксперимент проводился до 600 нелинейных длин, что соответствует 360 дифракционным длинам. Такое поведение хорошо иллюстрирует «дышащую» природу солитона (3)-(4), найденного аналитически.

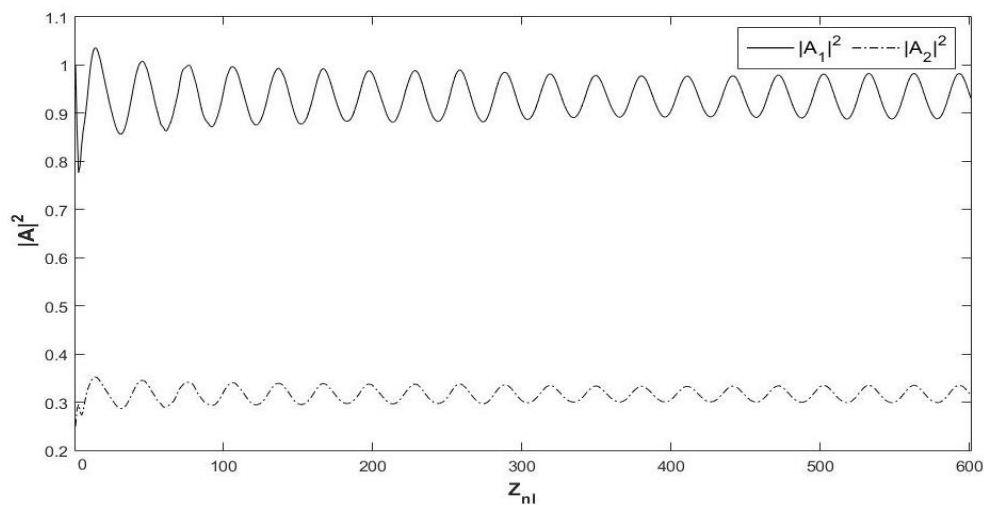


Рис. 1. Зависимости безразмерных пиковых интенсивностей компонент солитона от дистанции в нелинейных длинах при запуске импульсов на обеих гармониках.

Численный анализ изменения с расстоянием безразмерных радиусов и длительностей компонент солитона на основной и удвоенной частотах также наглядно иллюстрирует устойчивость аналитических решений (3)-(4). На рис. 2 приведены соответствующие графики, из которых можно сделать вывод о весьма слабом незатухающем гармоническом изменении радиусов и длительностей гармоник. Причем длительности и радиусы изменяются в фазе, а интенсивности в противофазе к ним. Это хорошо согласуется с аналитическими результатами, из которых следует, что, чем меньше длительность солитона, тем он уже в поперечном размере и тем выше его амплитуда.

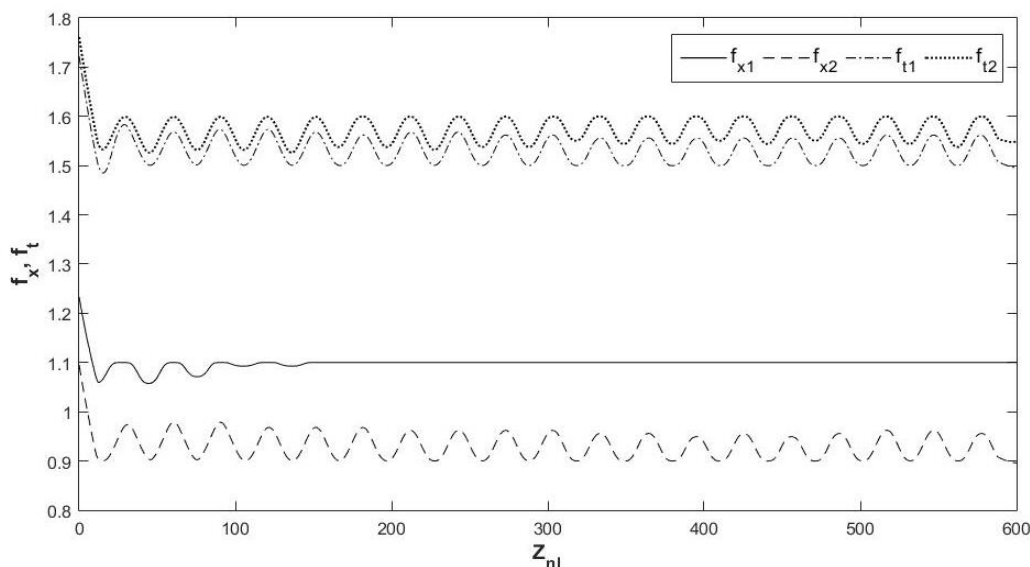


Рис. 2. Зависимости безразмерных радиусов и длительностей компонент солитона от дистанции в нелинейных длинах при запуске импульсов на обеих гармониках.

Также нами были проведены эксперименты при соотношениях между характерными длинами, отличных от (6)-(7). Численное моделирование продемонстрировало устойчивость входных решений вида (3)-(4) по отношению к изменению соотношений между коэффициентами нелинейности, дифракции и дисперсии. Так, при явном преобладании нелинейных эффектов над дифракционными и дисперсионными, то есть при значениях отношения $l_D/l_{nl} \geq 10$, наблюдались гармонические колебания пиковых интенсивностей гармоник приблизительно с той же амплитудой, что и в предыдущем случае, однако средняя интенсивность, вокруг которой происходили колебания, была существенно выше. В случае практически равного влияния нелинейности, дифракции и дисперсии, то есть при $l_D/l_{nl} \leq 1$, средняя пиковая интенсивность, вокруг которой наблюдались гармонические колебания, была гораздо ниже, нежели в случае, отраженном на рис. 1.

Вторая серия экспериментов по численному анализу системы (1)-(2) была посвящена наблюдению за генерацией второй гармоники и дальнейшим совместным распространением двух связанных импульсов. На рис. 3 приведены зависимости безразмерных пиковых интенсивностей компонент солитона на основной и второй гармониках при $l_D = 1.67l_{nl}$ и $l_{dis} = 3.33l_{nl}$, которые наглядно подтверждают факт рождения устойчивой двухкомпонентной световой пули. На дистанциях, превышающих 25-30 нелинейных длин, интенсивности компонент солитона практически не изменяются. Анализ динамики соответствующих радиусов и длительностей импульсов для первой и второй гармоник свидетельствует об их синфазном гармоническом изменении.

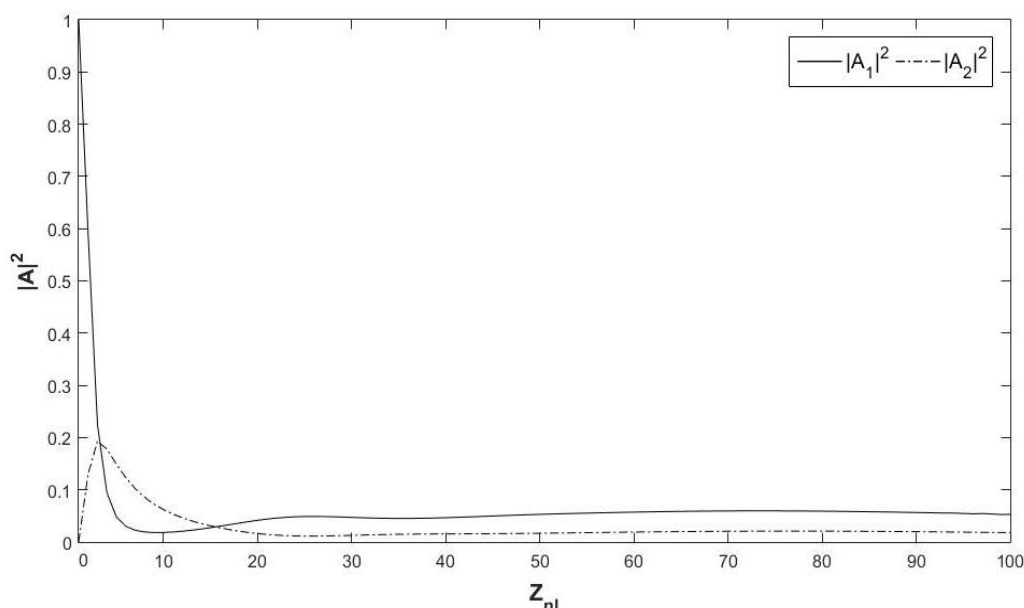


Рис. 3. Зависимости безразмерных пиковых интенсивностей компонент солитона от дистанции в нелинейных длинах при генерации второй гармоники.

В заключении следует отметить, что обе серии численных экспериментов наглядно подтверждают устойчивый характер распространения планарных пространственно-временных солитонов вида (3)-(4) в случае их формирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 479.
2. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов” М.: Физматлит, 2005.
3. A.A. Kanashov, A.M. Rubenchik // Physica D. 1981. V. 4. No 1. P. 122.
4. S. Blaha et al // Proc. SPIE. Phot. Eur. 2016. V. 9892. No 79. P. 250
5. X. Liu, L.J. Qian, F.W. Wise // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4631.
6. D. Mihalache et al. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. No 5. P. 7341.
7. H. Leblond, D. Kremer, D. Mihalache // Phys. Rev. A 80. 2009.
8. H. Leblond, D. Mihalache // Phys. Rep. 523. 2013. P. 61.
9. H. Sakaguchi, B.A. Malomed // Opt. Soc. Am. B. 2012. V. 29. No 10. P. 2741.
10. I.N. Towers, B.A. Malomed // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. No 12. P. 1239021.
11. С.В. Сазоновидр. // Трудышколы-семинара “Волны-2015”, Т. 6, С. 54.
12. А.П.Сухоруков “Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике” М.: Наука, 1988.
13. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2006. Т. 130. №1, С. 145.

Подавление поперечных неустойчивостей в широкоапертурных лазерах класса В когерентной оптической инжекцией

А.В. Пахомов^{1,2}

¹Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)

²Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

pahomov_91@mail.ru

Широкоапертурные лазеры представляют интерес, прежде всего, ввиду возможности увеличения выходной мощности излучения лазеров. Подобная необходимость возникает во многих прикладных задачах, однако её решение сталкивается с целым рядом трудностей, вынуждая искать в каждом случае наиболее оптимальные решения. Простое повышение мощности лазерной накачки чаще всего оказывается возможным лишь в определённых пределах вследствие сильного термического нагрева активной среды, приводящего к её деградации и ухудшению характеристик излучения. Поэтому зачастую наиболее приемлемым является увеличение объёма активной среды, задействованного в процессе генерации. При этом для ряда востребованных типов лазеров увеличение продольных размеров активной среды оказывается в силу определённых причин затруднительным, например, в случае необходимости создания одночастотного режима генерации или при использовании продольных схем накачки. Подобные ситуации характерны, в частности, для микрочиповых твердотельных лазеров, полупроводниковых поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором (VCSEL), некоторых типов газовых молекулярных лазеров. В этом случае целесообразным становится переход к широкоапертурной конфигурации резонатора, подразумевающий увеличение поперечных размеров активной среды лазера (или, другими словами, увеличение числа Френеля). Но такой подход, в свою очередь, чреват усложнением модовой структуры генерируемого излучения вследствие возбуждения в резонаторе поперечных мод высших порядков при увеличении размеров апертуры. Взаимодействие этих мод может обуславливать спонтанное образование регулярных оптических структур [1-4], но в большинстве случаев оно приводит к филаментации выходного излучения со сложными нерегулярными осцилляциями оптического поля как в пространстве, так и во времени [5-6].

Для большинства из практически востребованных типов лазеров, включая твердотельные, полупроводниковые, некоторые молекулярные газовые (в частности, CO₂-лазер) и др., характерны определённые соотношения между скоростями основных релаксационных процессов: скоростью затухания поля в резонаторе k , скоростью релаксации поляризации γ_{\perp} и скоростью релаксации инверсии населённости γ_{\parallel} : $\gamma \gg k \gg \gamma_{\parallel}$. Подобные соотношения соответствуют так называемому динамическому классу В [7].

Лазеры класса В демонстрируют чрезвычайно нестабильную пространственно-временную динамику, приводящую к филаментации даже в отсутствие фазо-амплитудной связи. В двухуровневом широкоапертурном лазере класса В филаментация может быть обусловлена двумя причинами [8-12]. Во-первых, однородная стационарная генерация оказывается неустойчивой для частного случая лазера класса В, независимо от граничных условий, за исключением лишь весьма узкого диапазона очень точной частотной настройки резонатора, который представляется несущественным для практических ситуаций. Во-вторых, вследствие релаксационной природы лазеров класса В влияние конечных размеров апертуры на границах области накачки приводит к установлению филаментации даже для

значений параметров, относящихся к области устойчивости лазера с бесконечными поперечными размерами.

В представленной работе мы изучаем влияние внешней оптической инжекции на пространственно-временную динамику широкоапертурного лазера класса В. Оптическая инжекция является известным способом стабилизации параметров излучения лазеров. В частности, она позволяет синхронизовать рабочий лазер с управляющим, чтобы уменьшить шумоиндуцированное спектральное уширение, или стабилизировать форму импульса и уменьшить временной джиттер в случае импульсных лазеров [13-15]. В данной работе мы показываем, что когерентная оптическая инжекция может также служить эффективным способом для подавления поперечных неустойчивостей в широкоапертурных лазерах класса В.

Наш анализ основан на уравнениях Максвелла-Блоха для широкоапертурного лазера с однородно-уширенной двухуровневой средой в резонаторе Фабри-Перо, генерирующего на одной продольной моде [7] и подвергнутого оптической инжекции:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial t} = \sigma \left(P - E(1 - i\delta) + E_{inj} e^{i\theta} \right) + ia\Delta_{\perp} E, \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -(1 + i\delta)P + DE, \\ \frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - r(x, y) + \frac{1}{2} (E^* P + EP^*) \right], \end{cases} \quad (1)$$

где E , P , D обозначают безразмерные огибающие электрического поля, поляризации активной среды и инверсии населённости соответственно; $\gamma = \gamma_{\parallel} / \gamma$ и $\sigma = k / \gamma$ - отношения временных масштабов, где γ , γ_{\parallel} и k - скорость релаксации когерентности, скорость релаксации инверсии и коэффициент затухания электрического поля соответственно. Параметр дифракции $a = c^2 / (2\omega_{cav} \gamma n_{gr} n_{ph} d^2)$, где d - поперечный пространственный размер лазера, n_{ph} и n_{gr} - фазовый и групповой показатели преломления; r - уровень накачки, нормированный на его пороговое значение. E_{inj} - это величина инжекции и θ соответствует частотной расстройке для инжектируемого излучения. $\delta = (\omega_{21} - \omega_{cav}) / (\gamma + k)$ - безразмерная отстройка между частотой оптического перехода ω_{21} и резонансной частотой ω_{cav} . Время нормировано на время жизни когерентности γ^{-1} .

Простейшая модель двухуровневых атомов (1) подходит для описания резонансного взаимодействия света с веществом, когда принимается во внимание лишь единственный атомный переход. Такое приближение оправдано для описания пространственно-временной динамики твердотельных или газовых лазеров и может быть также применено для полупроводниковых лазеров с пренебрежимо малыми значениями фактора Генри, которые ожидаются в некоторых новых типах, например, в лазерах на квантовых точках. В последнем случае двухуровневая модель лучше всего подходит для описания резонансного взаимодействия через отдельный, хорошо разрешимый экситонный переход, в особенности в квантовых точках из-за их атомоподобной структуры энергетических уровней. Мы пренебрегаем также диффузией носителей, поскольку этот процесс преимущественно очень медленный по сравнению с дифракцией.

Используя уравнения Максвелла-Блоха (1), мы исследовали численно и аналитически пространственно-временную динамику широкоапертурных лазеров класса В под влиянием

внешней оптической инжекции. Было показано, что в случае когерентной инжекции поперечные неустойчивости могут быть полностью устранены и может быть получен поперечно-однородный профиль интенсивности при стационарной генерации. Подобное стабилизирующее действие проявляется как для внутренних неустойчивостей, проявляющихся в широкоапертурных лазерах класса В, так и для неустойчивостей, обусловленных влиянием границ. Более того, оптическая инжекция, как было показано, может эффективно подавлять релаксационные колебания и соответственно уменьшать время отклика лазера. Обнаруженное подавление филаментации имеет пороговый характер, то есть происходит при превышении амплитудой инжектируемого излучения некоторого порогового значения. Важно отметить, что значения амплитуды инжектируемого излучения, достаточные для подавления возникающих неустойчивостей, оказываются относительно малыми по сравнению с амплитудой внутрирезонаторного поля. Это позволяет рассматривать оптическую инжекцию как потенциально эффективный способ улучшения выходных характеристик мощных широкоапертурных лазеров.

Работа была частично поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013-2020 годы и Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проект 1451, НИР №ГР 114091840046.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Otsuka, S.-C. Chu // *Opt. Lett.* 2009. V. 34. No 1. P. 10.
2. Y.F. Chen, Y.P. Lan // *Appl. Phys. B.* 2002. V. 75. P. 453.
3. I.V. Babushkin, N.A. Loiko, T. Ackemann // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. No 066205.
4. J. Dong, K. Ueda // *Phys. Rev. A.* 2006. V. 73. No 053824.
5. I. Fischer et al. // *Europhys. Lett.* 1996. V. 35. No 8. P. 579.
6. G. Huyet et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. No 22. P. 4027.
7. Я.И. Ханин “Основы динамики лазеров” М.: Наука, 1996.
8. C. Sailliot, V. Voignier, V., G. Huyet // *Opt. Commun.* 2002. V. 212. P. 353.
9. E. Cabrera et al. // *Phys. Rev. A.* 2006. V. 73. No 053820.
10. E. Cabrera et al. // *Opt. Lett.* 2006. V. 31. No 8. P. 1067.
11. D. Amroun et al. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2008. V. 10. No 095101.
12. P.K. Jacobsen et al. // *Phys. Rev. A.* 1992. V. 45. No 11. P. 8129.
13. N. Rebrova et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. No 101105.
14. T. Habruseva, G. Huyet, S. Hegarty // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* 2011. V. 17. No 5. P. 1272.
15. L. Drzewietzki, S. Breuer, W. Elsässer, *Opt. Exp.* 2013. V. 21. No 13. P. 16142.

Лазерное индуцирование планарных волноводных структур в ниобате лития за счет вклада пироэлектрического эффекта

А.С. Перин, В.Ю. Рябчёнок, Е.А. Дмитриев, В.А. Крадько, С.Б. Козлов, Е.А. Березина,
В.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
perin.anton@gmail.com

Распространение света в нелинейных оптических средах может сопровождаться эффектами самовоздействия, которые приводят к изменению спектральной и пространственной структуры световых полей. Пространственное самовоздействие световых пучков позволяет реализовать режимы пространственных оптических солитонов – бездифракционного распространения узких световых пучков. В свою очередь, солитоны могут формировать оптические волноводные элементы и волноводные цепи в среде [1, 2]. Повышенный интерес при изучении пространственного самовоздействия световых полей привлекают оптические среды, в которых нелинейный отклик проявляется уже при низких интенсивностях света. В качестве такой среды привлекательным является фоторефрактивный кристалл ниобата лития (LiNbO_3) [3]. Помимо фоторефрактивного эффекта, кристаллы LiNbO_3 обладают сильным нелинейным оптическим эффектом с пироэлектрическим механизмом нелинейного отклика, связанного с изменением температуры среды. Комбинация пироэлектрического и фоторефрактивного эффектов позволяет достичь солитонного режима распространения узких световых пучков в среде [4]. В [4, 5] продемонстрировано, что за счет оптического поглощения и пироэлектрических свойств кристаллических материалов стронций-бариевого ниобата и ниобата лития, происходит самофокусировка светового пучка. В первом случае пироэффект был инициирован поглощением света в освещенной области кристалла, за счет чего происходило повышение температуры данной области образца. Во втором случае весь кристаллический образец равномерно нагревался, что приводило к изменению спонтанной поляризации кристалла и возникновению пироэлектрического поля.

Основной целью данной работы является экспериментальное исследование формирования планарной волноводной оптической схемы в кристаллическом образце нелегированного LiNbO_3 с использованием световых пучков, распространяющихся в пространственно-солитонном режиме за счет комбинации фоторефрактивного и пироэлектрического эффектов.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В экспериментах используется нелегированный кристалл LiNbO_3 с размерами $10 \times 4 \times 4$ мм³ вдоль осей X, Y, Z соответственно. Источником излучения является твердотельный лазер YAG:Nd³⁺ с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм и выходной мощностью до 50 мВт. Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле. Одиночные планарные волноводы формируются лазерными пучками, сфокусированными цилиндрической линзой. Для формирования структуры из двух элементов используется световой пучок с противофазным полем в разных половинах его апертуры. В эксперименте для этого в пучок вводится тонкая стеклянная пластинка, перекрывающая половину его апертуры и обеспечивающая при некотором положении нужный фазовый сдвиг. На входную плоскость образца свет фокусируется цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 35 мм. Размеры светового пятна на ней составляют ~22 мкм вдоль оптической оси кристалла (ось Z) и ~1,1 мм вдоль оси Y при длине волны света $\lambda = 532$ нм. Свет распространяется в кристалле вдоль оси X. Изображения входной и выходной плоскостей образца проецируются на анализатор лазерных пучков изображающей линзой. Картины распределений световых полей, соответствующих изображениям с входной и выходной плоскостей кристалла, анализируются визуально и

сохраняются в памяти персонального компьютера. Перемещение кристалла в поперечном направлении относительно лазерного пучка осуществляется с помощью микрометрического позиционера. Кристаллический образец размещен на поверхности термоэлектрического преобразователя (элемента Пельтье), обеспечивающего однородный (или почти однородный) нагрев кристалла. Для лучшей термопередачи поверхность кристалла, соприкасающаяся с керамической подложкой, смазывается тонким слоем теплопроводящей пасты, все остальные грани кристалла остаются свободными. Температура образца в ходе экспериментов может повышаться до 90 °С. Для контроля температуры используется бесконтактный инфракрасный термометр (точность определения температуры ± 2 °С).

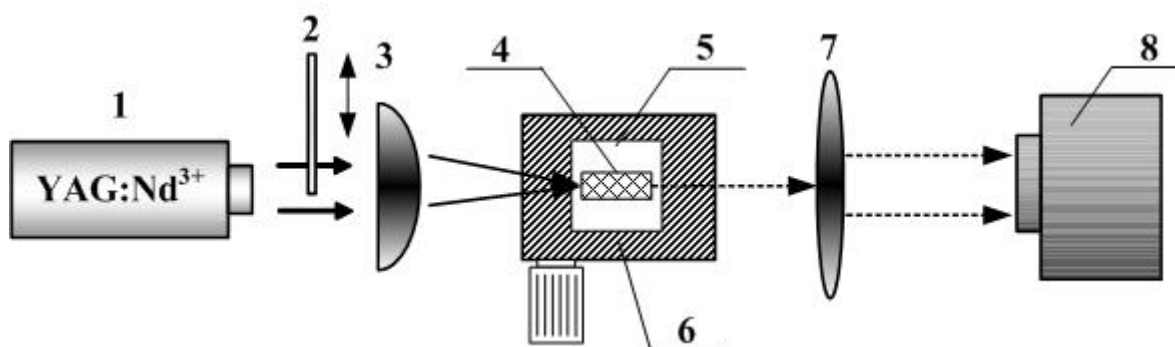


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – источник лазерного излучения (YAG:Nd³⁺ лазер, $\lambda=532$ нм), 2 – стеклянная пластинка, 3 – цилиндрическая линза, 4 – образец LiNbO₃, 5 – элемент Пельтье, 6 – трехкоординатный микрометрический столик, 7 – изображающая линза, 8 – анализатор лазерных пучков

Узкий световой пучок при распространении в среде испытывает дифракцию и его размеры в поперечном сечении увеличиваются. Это иллюстрируют картины светового поля на входной (а) и выходной (б) плоскостях кристаллического образца на рис. 2. Световая мощность в этом случае $\sim 0,5$ мВт для исключения влияния фоторефрактивного эффекта на световое поле. Температура образца соответствует комнатной ($T=25$ °С). Вследствие линейной дифракции узкая часть светового поля уширяется примерно до 200 мкм. Исследуемый образец не легирован специальными примесями, однако, фоторефрактивный эффект в нем проявляется при воздействии видимого света из-за наличия собственных дефектов кристалла. Поэтому в освещенной области образца возникает электрическое поле пространственного заряда в направлении параллельном направлению оптической оси кристалла. Вследствие самодефокусирующего характера фоторефрактивного нелинейного отклика в LiNbO₃ это поле индуцирует дефокусирующую нелинейную линзу в освещенной области за счет линейного электрооптического эффекта. Возникшая нелинейная линза увеличивает дифракционную расходимость светового пучка, что демонстрирует картина светового поля на выходной плоскости образца при световой мощности 1 мВт (рис. 2, в). Поляризация света соответствует в данном случае необыкновенной волне в кристалле. Это нелинейная дифракция светового пучка. Компенсация как линейной, так и нелинейной дифракции света достигается при этой световой мощности путем однородного нагрева кристалла до температуры 75 °С (рис. 2, г). Изменение температуры образца приводит к изменению спонтанной поляризации кристалла и возникновению пироэлектрического поля, понижающего показатель преломления однородно нагретого кристалла. В освещенной же области пироэлектрическое поле экранируется вследствие фотопроводимости среды, приводящей к дрейфовому перераспределению носителей заряда и компенсации пироэлектрического поля. Таким образом, взаимодействие фоторефрактивного и

пироэлектрического эффекта при определенных условиях приводит к формированию одномерного светлого пространственного солитона и формированию планарного волноводного канала в объеме кристалла.

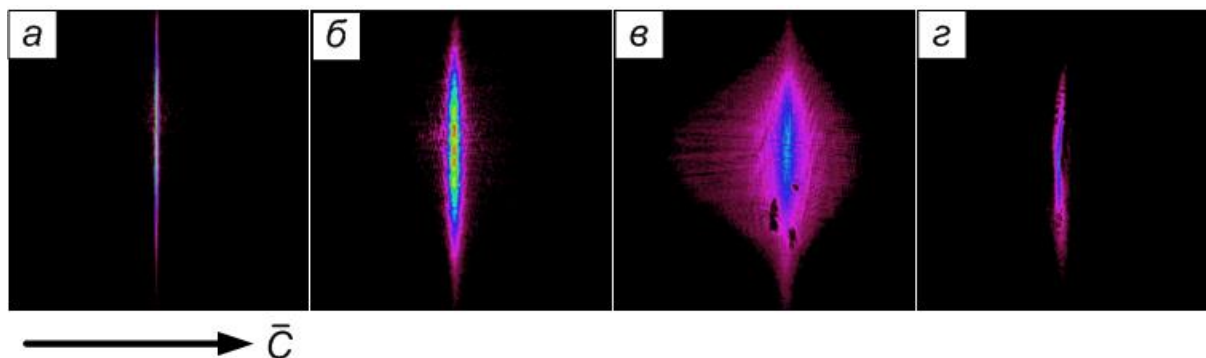


Рис. 2. Картины распределения световых полей ($\lambda=532$ нм) на входной (а) и выходной (б) гранях кристалла в начальный момент времени в линейном режиме дифракции (световая мощность 0,5 мВт); в, г – картины световых полей на выходной плоскости образца при световой мощности 1 мВт (в) и нагреве кристалла до температуры 75 °С (г)

Изменение амплитудного распределения светового поля на входной плоскости образца дает возможность оптического индуцирования в нелинейной среде более сложных волноводных структур, чем одиночный волноводный канал. Одним из примеров является волноводный направленный ответвитель. Подобно одиночным волноводным каналам [6], такие структуры могут быть индуцированы и в LiNbO_3 . В проведенных экспериментах иллюстрируется формирование волноводной структуры из двух параллельных планарных волноводов за счет вклада пироэлектрического эффекта в обсуждаемом кристаллическом образце при длине волны света $\lambda=532$ нм. Формирующее световое поле представляет собой лазерный пучок, сфокусированный цилиндрической линзой с изменением знака поля (сдвиг фазы на нечетное число π) в половинах его апертуры. Поле фазировалось в направлении, параллельном направлению оптической оси кристалла.

Результат формирования двухканальной волноводной структуры иллюстрирует изображение светового поля на выходной (рис. 3а) плоскости кристаллического образца зафиксированное в режиме освещения широким световым полем, и график зависимости интенсивности светового поля от координаты (рис. 3б). В данном случае поляризация света также соответствует необыкновенной волне в кристалле.

Приведенные картины показывают, что при освещении образца с записанной волноводной структурой широким световым пучком, наблюдается локализация интенсивности светового пучка в планарном волноводе. Время, необходимое для формирования данной системы при мощности излучения 1 мВт и температуры кристалла 75 °С, составляет около трёх минут.

Таким образом, экспериментальные результаты демонстрируют возможность оптического формирования в кристаллах ниобата лития сложных волноводных структур при длине волны света 532 нм, топология которых определяется распределением светового поля на входной плоскости образца, за счет вклада пироэлектрического механизма в нелинейный отклик.

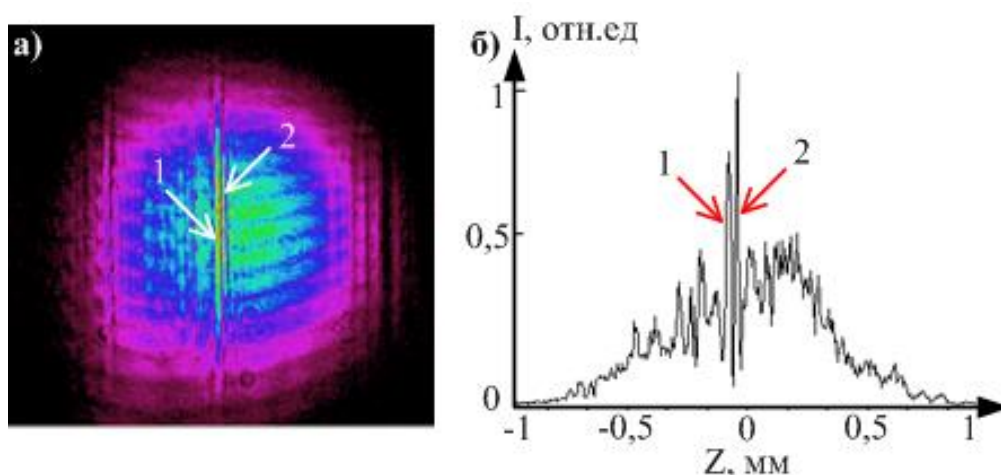


Рис. 3. Картина распределения светового поля ($\lambda=532$ нм) на выходной грани кристалла (а) в режиме освещения широким полем (1 и 2 – локализация света в волноводе); график зависимости интенсивности зондирующего светового поля от координаты (б)

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках базовой части Госзадания Минобрнауки РФ на 2016 г. (проект № 3642) и проектной части (работа № 3.878.2014/К).

ЛИТЕРАТУРА

1. G.I. Stegeman, M. Segev // *Science* 1999. Vol. 289. P. 1518–1523.
2. Safioui J. et al. // *Optics Express*. 2009. Vol. 17. No 24. P. 22209-22216.
3. M. Segev, M.F. Shih, G.C. Valley // *J.Opt.Soc.Am. B*. 1996. Vol. 13. P. 706-718.
4. D. Kip, E. Krätzig, V. Shandarov, and P. Moretti // *Optics Letters*. 2009. No 23. P. 343-345.
5. Safioui J. et al. // *Optics Express*. 2009. Vol. 17. No 24. P. 22209-22216.
6. S.T. Popescu, A. Petris, V.I. Vlad // *Journal of Applied Physics*. 2013. Vol. 113. Art. 213110.

Лазерный метод количественной оценки коэффициентов поглощения и рассеяния в анализе полидисперсных сильнорассеивающих сред

С.И. Пырикова¹, Л.П. Сафонова²

¹АО ФЦНИВТ «СНПО «Элерон»

²МГТУ им. Н.Э.Баумана

krionica@yandex.ru

Разработка методов количественной оценки состава и структуры полидисперсных сильнорассеивающих сред представляет практический интерес для различных областей науки и техники, в том числе в оптике атмосферы, в области пищевых технологий и в биомедицинских исследованиях. Широкое применение для решения подобных задач находят оптические методы.

Описание распространения и ослабления излучения в среде, а также возможность решения обратных задач, зависит от свойств и длины волны зондирующего излучения, размера, концентрации и оптических свойств частиц, времени стабильности микроструктуры среды, толщины образца и целого ряда других параметров. Для исследования умеренно концентрированных и разбавленных сред произвольной оптической толщины применима теория переноса излучения и соответствующее интегро-дифференциальное уравнение переноса. При этом среднее расстояние между частицами должно значительно превышать размеры неоднородностей среды, длину волны излучения и среднюю длину когерентности излучения в среде. В ряде случаев применимо диффузионное приближение, позволяющее получить аналитическое решение упрощенного дифференциального уравнения. При этом исследуемая среда считается полубесконечной, однородной по своим оптическим свойствам, объемная плотность рассеивающих частиц значительно больше 1%. Кроме того, значения оптических параметров, коэффициента поглощения (μ_a) и транспортного коэффициента рассеяния (μ_s'), должны соответствовать условию доминирования эффектов рассеяния над эффектами поглощения, т.е. $\mu_a \ll \mu_s'$. Величина $1/\mu_s'$ характеризует среднее расстояние, которое фотон должен пройти в среде, чтобы «забыть» о первоначальном направлении распространения; $\mu_s' = \mu_s(1-g)$, где g – фактор анизотропии – определяется как средний косинус угла рассеяния излучения в среде. Диффузионное приближение применимо, когда характерное время изменений числа фотонов в единице объема среды и изменений функции источника намного больше, чем среднее время между столкновениями фотонов с частицами среды. Это условие устанавливает верхний предел частоты модуляции интенсивности зондирующего излучения. Для исследования биологических тканей частота модуляции излучения не должна превышать 1 ГГц [1].

При изотропности источника и выполнении указанных выше условий распространение излучения в среде можно свести к стандартному уравнению диффузии с аналитическим решением. При этом ключевыми параметрами прошедшего через среду или рассеянного в обратном направлении модулированного по интенсивности излучения являются амплитуда модуляции (АС) и фазовый сдвиг ($\Delta\Phi$) между опорным и регистрируемым излучением. По значениям АС и $\Delta\Phi$, регистрируемым для разных расстояний между источником и приемником излучения, можно количественно оценивать μ_a и μ_s' , что позволяет при измерениях на разных длинах волн оценивать концентрации поглотителей в среде и структурные особенности среды (размеры и концентрации рассеивателей) [1].

Для проверки применимости диффузионного приближения в анализе полидисперсных сильнорассеивающих сред использовался спектрофотометрический прибор «OxiplexTS» (ISS, Inc., США). Прибор работает на двух длинах волн 692 нм и 834 нм; частота модуляции интенсивности излучения составляет 110 МГц. Оптические параметры АС и $\Delta\Phi$ измеряются

при разных расстояниях (20 мм, 25 мм, 30 мм и 35 мм) между источниками излучения, лазерными диодами, и приемником, фотоэлектронным умножителем. Проведение количественных измерений требует предварительной калибровки прибора на силиконовых блоках с известными оптическими параметрами μ_a и μ_s' (производства компании ISS, Inc.). Технические характеристики прибора представлены в [2]; физический принцип действия подробно рассмотрен в [3].

Исследовалась сильнорассеивающая, но слабопоглощающая в красном и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн среда с высоким содержанием воды (>80%), наличием мелкодисперсной фазы (с диаметром частиц 20-300 нм и их объемной долей в среде около 10%) и грубодисперсной фазы (с диаметром частиц 0,5-10 мкм и объемной долей 1,6%, 3,8%) [4]. Исследованные образцы отличались объемной концентрацией частиц грубодисперсной фазы. Размеры, морфология и оптические свойства частиц тонкой и грубой фаз в процессе эксперимента оставались неизменными.

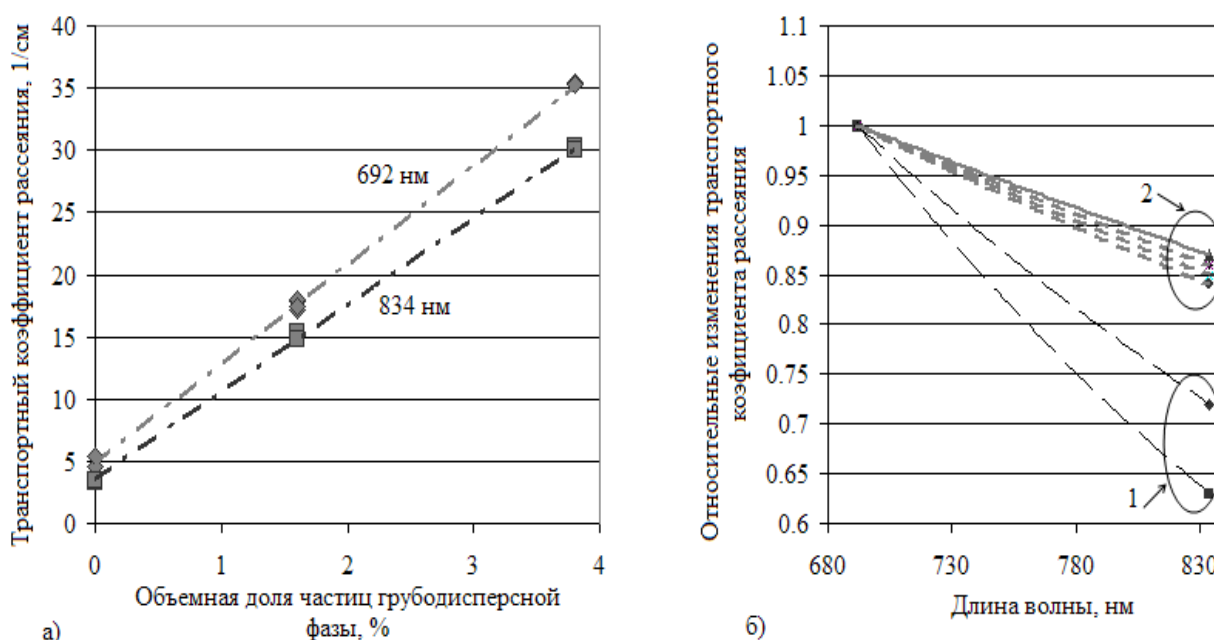


Рис.1. Примеры экспериментальных данных

а) объемная доля частиц мелкодисперсной фазы составляла 3% для всех образцов, с объемной долей крупных частиц 0%, 1,6% и 3,8%;

б) относительное уменьшение μ_s' на длине волны 834 нм по сравнению со значением μ_s' на длине волны 692 нм; область изменений «1» соответствует наличию в среде только частиц мелкодисперсной фазы; область «2» соответствует наличию также частиц грубой фазы с объемной долей крупных частиц 1,6% или 3,8%

Приведенные на рисунке 1 результаты измерений с помощью «OxiplexTS» соответствуют известным из литературы [1] теоретическим и экспериментальным данным. Транспортный коэффициент рассеяния линейно возрастает (рис. 1а) до максимального значения при определенной объемной плотности (С) частиц грубодисперсной фазы. Моделирование (через сечение рассеяния, при объемной доле рассеивателей, не превышающей 10%) угла наклона ($\Delta\mu_s'/\Delta C$) линейной характеристики для больших частиц диаметром 3 мкм с объемной концентрацией 10^{10} в мл среды дает одинаковое относительное изменение μ_s' (по отношению к абсолютному изменению) при увеличении С от 0% до 1,6% и от 1,6% до 3,8%.

Известно, например, с помощью метода спектра мутности [1], что относительное уменьшение коэффициента рассеяния (мутности среды) с увеличением длины волны зондирующего излучения будет выше для частиц меньшего размера. На рисунке 1б относительное уменьшение μ_s' для исследуемых образцов только с мелкодисперсной фазой составило 33% и 46%, для образцов с разной концентрацией одинаковых крупных частиц при той же мелкодисперсной фазе изменения находились в пределах 14-17%.

Возможность определения абсолютных значений коэффициента поглощения среды с помощью спектрофотометра, знание компонентного состава и молярных коэффициентов экстинкции отдельных поглотителей позволяет количественно оценивать концентрации поглотителей в единице объема среды.

При нагревании охлажденных образцов на 1-3⁰С при комнатной температуре наблюдалось монотонное увеличение измеряемых значений μ_s' для обеих длин волн.

Полученные в процессе предварительных исследований результаты позволяют сделать вывод о перспективности применения модуляционного подхода и диффузионного приближения для анализа состава и структуры полидисперсных сильно- и слабопоглощающих сред. Получение количественных оценок параметров структуры полидисперсных сред, определение границ применимости рассматриваемого в работе подхода требуют проведения дополнительных экспериментальных исследований на ряде фантомов полидисперсных сред с известными характеристиками.

Актуальность проблемы исследования оптических свойств полидисперсных модельных сред, их агрегации, морфологии, свойств фотомодификации и термоустойчивости связана с перспективой разработки стандартных калибровочных образцов и создания на их основе автоматизированных высокоточных систем контроля для решения оборонных, биомедицинских, научных и отраслевых задач.

Литература

1. Оптическая биомедицинская диагностика. В 2 т. Т. 1 / Пер. с англ. под ред. В.В. Тучина. - М.: Наука, Физматлит, 2007. 560 с.
2. [Электронный ресурс] Компания ISS, Inc. (США), «OxiplexTS», рекламный проспект. Режим доступа <http://www.iss.com/biomedical/instruments/> (Дата обращения 28.02.15).
3. Fantini S. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1994. В 11, P.2128-2138.

Трехмерная негармоническая модель формирования неоднородных голографических дифракционных структур в фотополимерно-жидкокристаллических композициях

А.О. Семкин, С.Н. Шарангович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
a.o.semkin@gmail.com

Разработанные на сегодняшний день трехмерные модели формирования голографических дифракционных структур (ГДС) в фотополимеризующихся композициях [1, 2], в том числе фотополимерно-жидкокристаллических (ФПМ-ЖК) [3], учитывают неоднородность амплитудного и фазового профиля записывающего поля, однако не учитывают значительную степень нелинейности процесса записи. С другой стороны, известные трехмерные модели нелинейного процесса формирования ГДС [4, 5] не предполагают запись структуры неоднородным полем.

Целью данной работы является разработка трехмерной теоретической модели записи ГДС в ФПМ-ЖК, учитывающей как неоднородность профиля структуры, так и высшие пространственные гармоники изменения показателя преломления.

Тензор диэлектрической проницаемости возмущенного ФПМ-ЖК имеет вид:

$$\hat{\varepsilon}(\vec{r}, t) = (1 - \rho) \left[\varepsilon_p \cdot \hat{I} + \sum_{m=o,e} \Delta \hat{\varepsilon}_p^m(\vec{r}, t) \right] + \rho \left[\hat{\varepsilon}_{lc} + \sum_{m=o,e} \Delta \hat{\varepsilon}_{lc}^m(\vec{r}, t) \right], \quad (1)$$

где ρ – объемная доля ЖК; \hat{I} – единичный тензор; $\varepsilon_p = (n_p)^2$ – диэлектрическая проницаемость фотополимера; $\hat{\varepsilon}_{lc} = \varepsilon^o \cdot \hat{I} + (\varepsilon^o - \varepsilon^e) \cdot \vec{C}\vec{C}$ – тензор диэлектрической проницаемости ЖК; $\varepsilon^o, \varepsilon^e$ – компоненты тензора, измеренные при продольной и поперечной ориентации директора ЖК \vec{C} соответственно; $m = o, e$ соответствует дифракционным структурам, формируемым в образце обыкновенными и необыкновенными волнами соответственно.

Изменения тензора, обусловленные фотополимеризационным $\Delta \hat{\varepsilon}_p^m(\vec{r}, t)$ и диффузионным $\Delta \hat{\varepsilon}_{lc}^m(\vec{r}, t)$ процессами соответственно, представим в виде суммы пространственных гармоник [6]:

$$\begin{aligned} \Delta \hat{\varepsilon}_p^m(\vec{r}, \tau) &= \sum_{i=0}^H \Delta \hat{\varepsilon}_{pi}^m(\vec{r}, \tau) \cos(i \cdot \vec{K}_1^m \cdot \vec{r}) \\ \Delta \hat{\varepsilon}_{lc}^m(\vec{r}, \tau) &= \sum_{i=0}^H \Delta \hat{\varepsilon}_{lci}^m(\vec{r}, \tau) \cos(i \cdot \vec{K}_1^m \cdot \vec{r}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\tau = t/T_m$ – относительное время; T_m – характерное время диффузии, \vec{K}_1^m – векторы решеток, а амплитуды гармоник диэлектрической проницаемости связаны с амплитудами гармоник показателя преломления следующим образом [6]:

$$\begin{aligned}\Delta \hat{\varepsilon}_{pi}^m(\vec{r}, \tau) &= 2n_p \Delta n_{pi}^m(\vec{r}, \tau) \cdot \hat{I} \\ \Delta \hat{\varepsilon}_{lci}^o(\vec{r}, \tau) &= 2n_{lc}^o \Delta n_{lci}^o(\vec{r}, \tau) \cdot \hat{I} \quad , \\ \Delta \hat{\varepsilon}_{lci}^e(\vec{r}, \tau) &= 2(n_{lc}^o \Delta n_{lci}^o(\vec{r}, \tau) - n_{lc}^e \Delta n_{lci}^e(\vec{r}, \tau)) \cdot \vec{CC}\end{aligned}\quad (3)$$

где n_p – невозмущенное значение показателя преломления полимерной составляющей образца, $n_{lc}^e = \sqrt{\varepsilon^e}$, $n_{lc}^o = \sqrt{\varepsilon^o}$; $\Delta n_{lci}^m(\vec{r}, \tau)$, $\Delta n_{pi}^m(\vec{r}, \tau)$ – амплитуды гармоник показателя преломления ЖК и полимера.

Используя методику, описанную в [7], запишем кинетические уравнения для амплитуд гармоник показателя преломления ($i = 0 \dots H$):

$$\frac{\partial \Delta n_{pi}^m(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau} M_n = -\delta n_p \cdot \sum_{l=0}^H a_{i,l}^m(\vec{r}, \tau) M_l^m(\vec{r}, \tau), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Delta n_{lci}^m(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau} M_n = \delta n_d \cdot i^2 M_i^m(\vec{r}, \tau), \quad (5)$$

где M_n – начальная концентрация мономера; $M_i^m(\vec{r}, \tau)$ – амплитуды гармоник концентрации мономера, δn_p , δn_d – коэффициенты, описывающие вклад соответственно фотополимеризации и диффузии в процесс записи ГДС, а также введена матрица коэффициентов [7]:

$$a_{j,l}^m(\vec{r}, \tau) = \left\{ \begin{array}{cccccccc} e_1^m & e_2^m & e_3^m & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 \\ 2e_2^m & e_{11}^m & e_2^m & e_3^m & 0 & \cdot & 0 & 0 \\ 2e_3^m & e_2^m & e_1^m & e_2^m & e_3^m & \cdot & 0 & 0 \\ 0 & e_3^m & e_2^m & e_1^m & e_2^m & \cdot & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e_3^m & e_2^m & e_1^m & \cdot & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & e_1^m & e_2^m \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & e_2^m & e_1^m \end{array} \right\}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned}e_1^m &= \frac{2^k}{b_s^m} (1 + k(k-1)m_s^{m^2} / 4), \\ e_{11}^m &= \frac{2^k}{b_s^m} (1 + 3k(k-1)m_s^{m^2} / 4), \\ e_2^m &= \frac{2^k}{b_s^m} \frac{km_s^m}{2}, \\ e_3^m &= \frac{2^k}{b_s^m} k(k-1)m_s^{m^2} / 8, \\ m_s^m &= m^m(\vec{r}, \tau), b_s^m = b^m(\vec{r}, \tau)\end{aligned}$$

где параметр $b^m(\vec{r}, \tau) = T_p^m(\vec{r}, \tau) / T_m(\vec{r})$ характеризует соотношение характерных времен фотополимеризационного $T_p^m(\vec{r}, \tau)$ и диффузионного $T_m(\vec{r})$ процессов.

В (4)-(6) пространственное распределение амплитудных профилей решеток входит в $T_p^m(\vec{r}, \tau)$, а соответствующее распределение фазовых профилей входит в $T_m(\vec{r})$ и представлено в виде разложения в ряд Тейлора [1,2]:

$$\varphi^m(\vec{r}) = \varphi_{st}^m + \varphi^{m \cdot} \cdot x + 0.5 \varphi^{m \cdot \cdot} \cdot x^2, \quad (7)$$

тогда $T_m(\vec{r}) = T_m \cdot (1 + \varphi^{m \cdot \cdot} \cdot x / \varphi^{m \cdot})^{-2}$.

Далее, пользуясь методикой, описанной в [7], можно найти решение систем уравнений (4), (5) для пространственных гармоник:

$$n_{pi}^m(\vec{r}, \tau) = \delta n_p \cdot \sum_{l=0}^H a_{i,l}^m(\vec{r}, \tau) \sum_{p=0}^H A_{i,p}^m(\vec{r}, \tau) \frac{\exp(\lambda_p^m(\vec{r}) \cdot \tau) - 1}{\lambda_p^m(\vec{r})}$$

$$n_{lci}^m(\vec{r}, \tau) = \delta n_d \cdot i^2 \sum_{p=0}^H A_{i,p}^m(\vec{r}, \tau) \frac{\exp(\lambda_p^m(\vec{r}) \cdot \tau) - 1}{\lambda_p^m(\vec{r})}, \quad (8)$$

где обозначения и методика поиска коэффициентов $A_{i,p}^m(\vec{r}, \tau)$, $\lambda_p^m(\vec{r})$ приведена в [7].

Таким образом, уравнения (8) представляют собой общее решение нелинейного процесса голографического формирования ГДС в ФПМ-ЖК с учетом ее амплитудно-фазовой неоднородности.

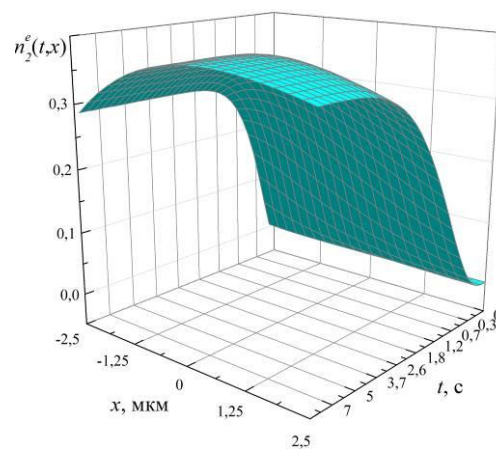
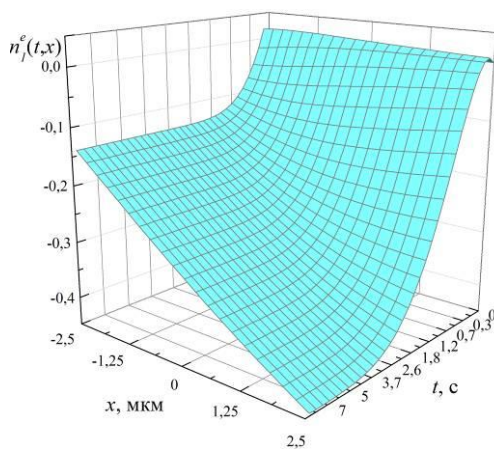
Для оценки влияния неоднородности ГДС на кинетику ее формирования с учетом различной степени нелинейности процесса записи представим параметр $b^m(\vec{r}, \tau)$ в виде:

$$b^m(\vec{r}, \tau) = b^m \cdot f(\vec{r}, \tau), \quad (9)$$

где b^m – значение параметра в центре образца, а $f^m(\vec{r}, \tau)$ учитывает амплитудно-фазовую неоднородность ГДС.

Проведем численное моделирование кинетики формирования ГДС двумя пучками с равномерными амплитудными профилями, без учета затухания. Поляризация пучков совпадает с необыкновенными волнами. Фазовый профиль формируемой ГДС описывается выражением (7), при этом $0.5\varphi^{e''} = 6.8 \cdot 10^8$. Длина волны записи $\lambda = 0,633$ мкм, углы падения (в воздухе) $\theta_0 = \theta_1 = 10^\circ$.

На рис. 1,2 приведены результаты моделирования амплитудных профилей гармоник вида $n_i^m(\vec{r}, \tau) = n_{lci}^m(\vec{r}, \tau) + n_{pi}^m(\vec{r}, \tau)$, рассчитанных по выражению (8). Поскольку параметр $b^m(\vec{r}, \tau)$ характеризует степень нелинейности процесса записи [1, 6, 7], моделирование будем проводить для двух характерных значений $b^e = 0.25$ (наблюдается 4 гармоники, рис. 1) и $b^e = 5$ (наблюдается 2 гармоники, рис. 2).



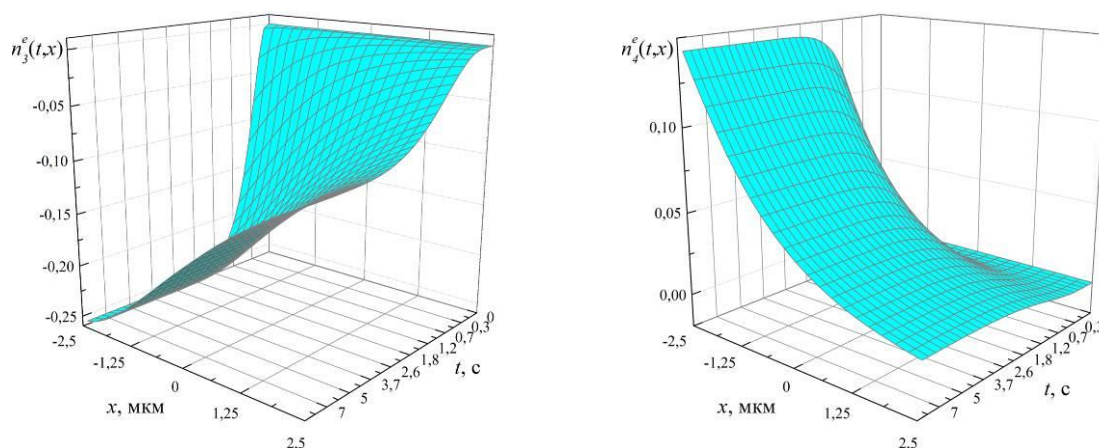


Рис. 1. Амплитудные профили гармоник показателя преломления при $b^e = 0,25$

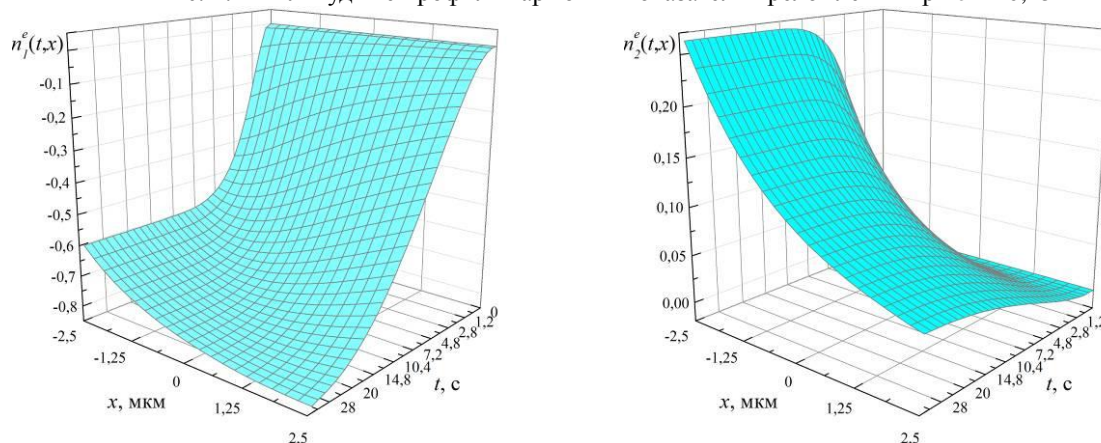


Рис. 2. Амплитудные профили гармоник показателя преломления при $b^e = 5$

Из рис. 1,2 видно, что квадратичный фазовый профиль ГДС (7), соответствующий линейно изменяющемуся периоду структуры, приводит к изменению профилей пространственных гармоник вдоль оси x . Таким образом, в каждой точке образца амплитуда изменения показателя преломления будет различной, что напрямую влияет на дифракционные характеристики ГДС. Стоит также отметить, что наиболее сильно зависимость проявляется для высших гармоник, что говорит об изменении степени нелинейности процесса записи в каждой точке образца.

Учет поглощения света материалом, а также амплитудной неоднородности записывающего поля в выражениях (8) приведет к сложным трехмерным профилям пространственных гармоник, позволяющим рассчитать изменение показателя преломления в каждой точке образца. Таким образом, в работе получена трехмерная теоретическая модель формирования ГДС в ФПМ-ЖК, учитывающая анизотропию оптических свойств материала, ангармонический характер формируемой структуры и амплитудно-фазовую неоднородность записывающего поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках базовой (проект № 3642) и проектной (проект № 3.878.2014/К) частей Госзадания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович // Изв. вузов. Физика. 2005. Т.48 № 6. С.79.

2. E.A. Dovolnov, S.N. Sharangovich, J.T. Sheridan // OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS). 2005. V. 99. P. 337.
3. А.О. Семкин, С.Н. Шарангович // Сб. тр. IX Межд. Конф. «Оптика-2015». 2015. С. 245.
4. H. Li, Q. Yue, J.T. Sheridan // JOSA B. 2014. Vol. 31 № 11. P. 2638.
5. H. Li, Q. Yue, J.T. Sheridan // JOSA B. 2014. Vol. 31 № 11. P. 2648.
6. Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Доклады ТУСУРа. 2007. № 2(16). С.192.
7. С.Н. Шарангович, Е.А. Довольнов, Б.Ф. Ноздреватых и др. // Изв. вузов. Физика. 2005. Т.48 № 6. С.105.

Об особенностях структуры волнового фронта лазерных пучков в режимах слабых и сильных флуктуаций

С.А. Федоров, А.М. Зотов, П.В. Короленко, Н.Н. Павлов
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
sa.fedorov@inbox.ru

Сохраняет актуальность проблема, связанная с исследованием характера амплитудно-фазовых флуктуаций излучения при его прохождении через турбулентную среду. Несмотря на большое количество работ (см., например, [1-3]), посвященных данной теме, ряд вопросов остается малоизученным. К ним следует отнести недостаточно полный анализ особенностей качественного преобразования амплитудно-фазового профиля лазерного пучка при переходе от режима слабых флуктуаций к сильным. Нуждается в дополнительной проработке вопрос об оптимизации схемы измерений амплитудно-фазовых распределений при наличии на волновом фронте излучения дислокационных образований и значительных шумов в изображении лазерных пучков. Недостаточно изученными оказались также скейлинговые характеристики флуктуационных процессов.

Данная работа посвящена разработке подхода к обработке экспериментальных данных о структуре волнового фронта лазерных пучков, адаптированного к условиям реального эксперимента. Работа включает построение алгоритмов восстановления волнового фронта излучения с использованием метода сдвиговой интерферометрии[3] в режимах слабых и сильных флуктуаций, их тестирование и анализ возможностей использования в ходе экспериментальных исследований.

Разработанный метод восстановления волнового фронта основан на процедуре поэтапной двумерной пространственной спектральной фильтрации изображения интерферограммы и последовательного решения обратной задачи. В тех случаях, когда интерферограмма характеризуется ветвлением интерференционных полос из-за появления на волновом фронте винтовых дислокаций, изменяющих топологию волнового фронта, использовалось представление светового поля, в виде реальной и мнимой частей комплексной амплитуды. Используемая рекуррентная схема восстановления амплитуды в пространстве поперечных координат $\{x, y\}$ имела вид

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(A(x + \Delta x)) &= \frac{\operatorname{Re}(A(x))\operatorname{Re}(Q(x)) + \operatorname{Im}(A(x))\operatorname{Im}(Q(x))}{I(x)}, \\ \operatorname{Im}(A(x + \Delta x)) &= \frac{\operatorname{Im}(A(x))\operatorname{Re}(Q(x)) - \operatorname{Re}(A(x))\operatorname{Im}(Q(x))}{I(x)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где x - координата пучка вдоль направления сдвига пучка, Δx - величина взаимного смещения пучков, величина $Q(x) = \sqrt{I(x)I(x - \Delta x)} \exp(i(\varphi(x) - \varphi(x - \Delta x)))$, полученная в результате спектральной фильтрации интерферограммы, позволяла определить с точностью до общего фазового множителя $\exp(i\phi_y)$ реальные и мнимые компоненты амплитуды $A(x, y)$ при фиксированному в виде непрерывных плавных распределений.

Тестирование разработанного метода восстановления амплитуды и фазы проводилось на основе численного моделирования пучков с различными типами возмущения волнового фронта и их сдвиговых интерферограмм. Результаты тестирования, характеризующие качество восстановления амплитудно-фазового распределения, приведены на рис.1. На нем белыми линиями показаны нулевые линии реальной и мнимой частей амплитуды (в точках винтовых дислокаций они пересекаются). В качестве тестовых полей используется ТЕМ*-пучок с винтовой дислокацией на оси (рис. 1,а) и фрагмент спекл-поля (рис. 1,г).

Восстановленные распределения амплитуды и фазы (рис.1,в,е) путем обработки сдвиговых интерферограмм (рис.1,б,д), несмотря на присутствие некоторых искажений, удовлетворительно описывают изначальные поля.

Параллельно с теоретическими расчетами проводились экспериментальные исследования особенностей флуктуационной структуры излучения. Эксперименты ставились на стенде, основным элементом которого была многоходовая кювета с турбулентной средой. Через кювету распространялся коллимированный лазерный пучок с длиной волны $\lambda=532\text{нм}$. После прохождения кюветы пучок направлялся в интерферометр сдвига[4], в роли которого выступала пластина с малым углом наклона граней. Структура интерферограмм фиксировалась с помощью скоростной видеокамеры, сигнал с которой подавался в компьютер для последующей обработки. В каждом эксперименте предварительно оценивался взаимный сдвиг пучков Δx и учитывалось количество полос по вертикали и горизонтали. При практической реализации предложенного метода возникла необходимость программной компенсации искажений, вносимых неидеальностью пластины интерферометра. Чтобы получить данные о структуре таких искажений, предварительно регистрировалась невозмущенная турбулентностью интерферограмма и далее фиксируемые возмущения учитывались при расчете. На рис. 2 приведены скриншоты из программы восстановления фазы и интенсивности по реальному распределению поля на сдвиговой интерферограмме в случае слабой турбулентности.

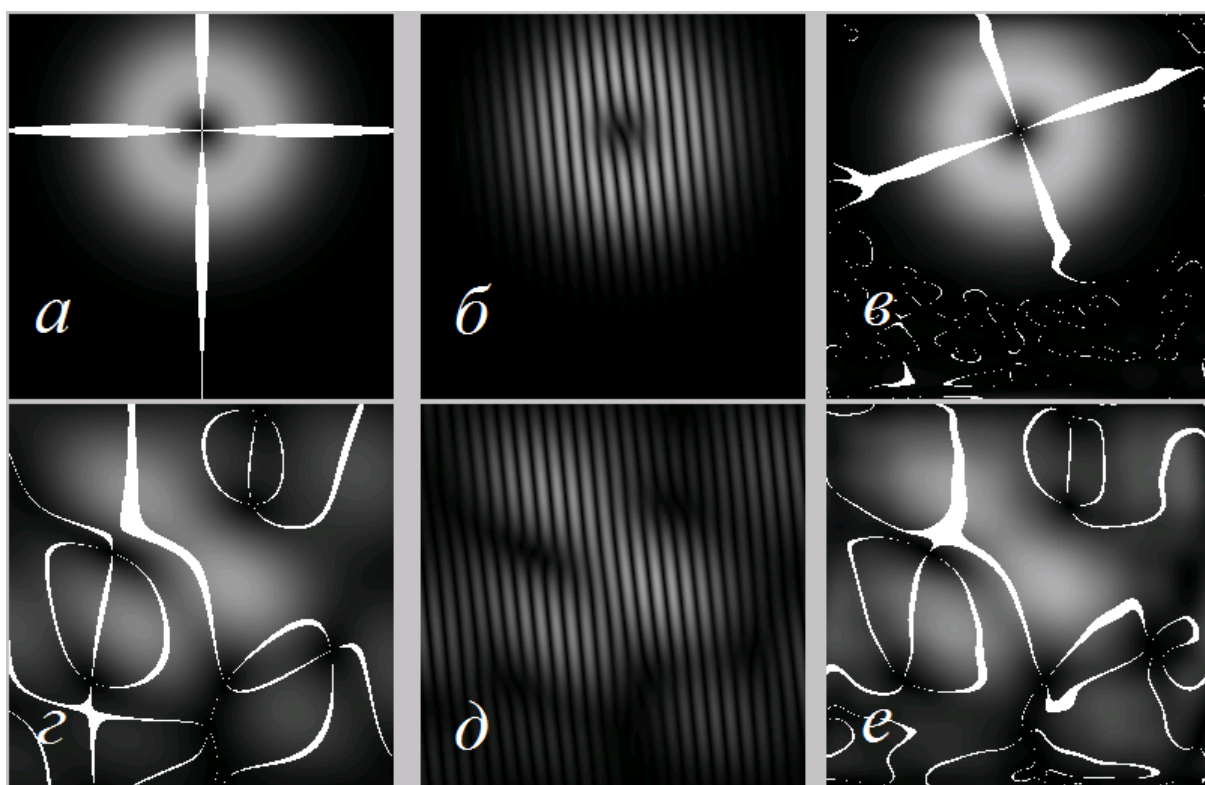


Рис.1. Результаты восстановления амплитудно-фазового распределения по сдвиговой интерферограмме. Белые линии – нулевые линии действительной и мнимой частей комплексной амплитуды. а,г-структуры изначальных полей, б,д-интерферограммы сдвига, в,е- структуры восстановленных полей.

В ходе численного моделирования в качестве дополнительной задачи был выполнен сравнительный анализ характеристик восстанавливаемых полей в условиях слабых и сильных флуктуаций излучения. Особое внимание было обращено на недостаточно проработанный в литературе вопрос о корреляции изменений интенсивности и фазы на

разных расстояниях от фазового экрана. Расчеты, проведенные методом фазовых экранов [5] показали, что изменение коэффициента корреляции, как для слабых, так и для сильных флуктуаций происходит более медленно по сравнению с изменением уровня флуктуаций интенсивности и фазы. При этом максимальное значение коэффициента корреляции плавно снижалось с увеличением интенсивности турбулентности.

На рис. 3 приведены в качестве примера кривые, характеризующие локальные флуктуации фазы и интенсивности в центре пучка для двух проходов через кювету. При увеличении числа проходов и повышении интенсивности турбулентности коэффициент взаимной корреляции интенсивности и фазы заметным образом снижался. Выполненные расчеты с использованием метода фазовых экранов [5] подтвердили указанную тенденцию.

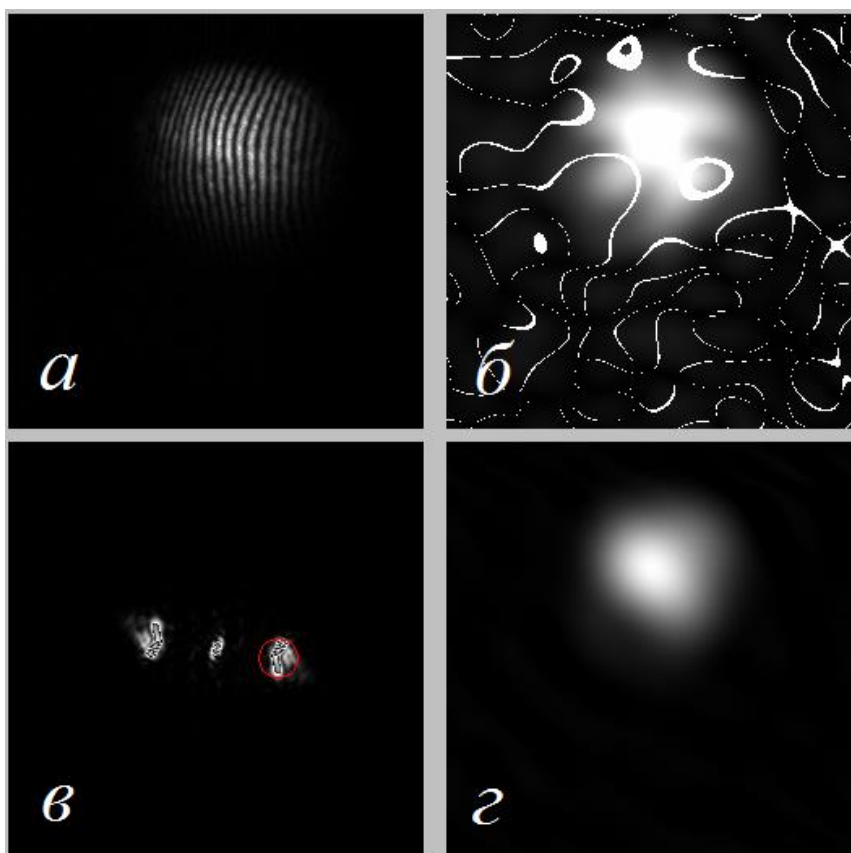


Рис.2. Результаты восстановления амплитудно-фазового распределения по сдвиговой интерферограмме для реального пучка. Белые линии – нулевые линии действительной и мнимой частей комплексной амплитуды. Красный круг – область спектрального анализа связанная с частотой полос. *а*- структура экспериментально зарегистрированной интерферограммы сдвига, *в* - пространственный спектр интерферограммы, *г*- восстановленная интенсивность, *б* – восстановленное расположение нулевых линий комплексной амплитуды.

На основе полученных данных о временных локальных изменениях интенсивности и фазы лазерных пучков был проведен анализ скейлинговых характеристик. Использование мультифрактального анализа показало, что в силу малости области скейлинга корреляционная фрактальная размерность флуктуаций как интенсивности так и фазы имела величину $D_c \ll 1$, а информационная размерность D_I как правило, изменялась в пределах 0,8-0,9.

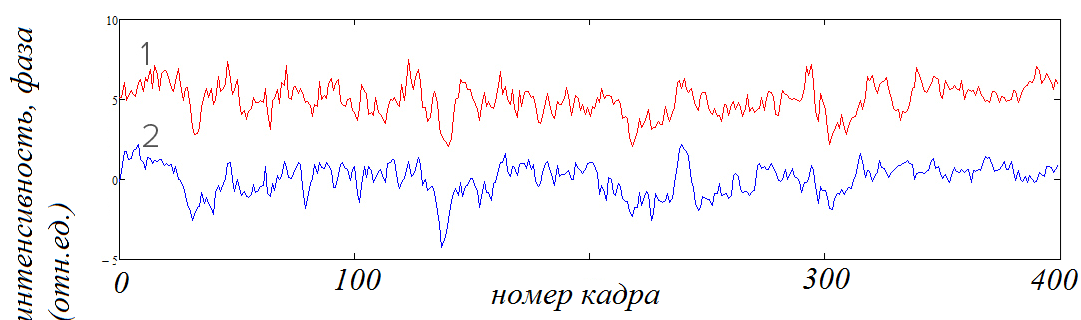


Рис.3. Локальные временные флуктуации интенсивности (1) и фазы (2), в случае двух проходов.

В нижеприведенной таблице сведены экспериментальные данные и данные, полученные на основе численного моделирования характеризующие изменения коэффициентов корреляции при разном количестве проходов излучения через кювету с турбулентной средой.

Количество проходов через кювету	Данные расчетов коэффициентов корреляции	Экспериментальные данные коэффициента корреляции
2	0,54	0,58±0,02
4	0,39	0,49±0,02
6	0,38	0,42±0,02

Таблица. Сопоставление результатов численного расчета с экспериментальными данными.

Таким образом, в ходе выполненных исследований установлено, что анализ перехода от слабых флуктуаций к сильным требует существенного пересмотра алгоритмов используемых при восстановлении волнового фронта. Предложенный оригинальный метод описания трансформации волнового фронта под действием турбулентной среды прошел апробацию на основе численного моделирования, а также в реальных экспериментах. К важным результатам можно отнести установленный факт изменения характера корреляционной зависимости изменений фазы и интенсивности при переходе к сильным флуктуациям.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 16-32-00386 мол_а, 14-02-00461а).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Аксенов, Ф.Ю. Канев, Д.С. Куксенюк, Н.А. Макенова, А.В. Хапаева “Регистрация параметров вихревого пучка в турбулентной атмосфере. Ч. 2. Учет ограничений, вносимых датчиком волнового фронта” // Известия Томского политехнического университета № 2 том 323, 2013.
2. А.С. Гурвич, А.И. Кон, В.Л. Миронов, С.С. Хмелевцов “Лазерное излучение в турбулентной атмосфере” – М.: Наука, 1976, 278 с.
3. А. Исимару “Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах” Т. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование. Пер. с англ. – М.: Мир, 1981, 317 с.
4. Д. Малакары “Оптический производственный контроль” Пер. с англ. – М.: Машиностроение, 1985, 400 с.
5. Seiji Nishiwaki “Calculations of optical field by fast Fourier transform analysis” // 15 August 1988 / Vol. 27, No. 16 APPLIED OPTIC.

Влияние девиации поляризации СПР 1-го типа на степень поляризационной перепутанности бифотонов

Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий

Физический факультет и Международный Лазерный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова
frolovtsev@yandex.ru

Анализируется влияние пространственной девиации поляризации (иногда называемой в литературе эффектом Мигдалла) на состояния перепутанных по поляризации бифотонов, генерируемых в двухкристальной схеме (Рис. 1)

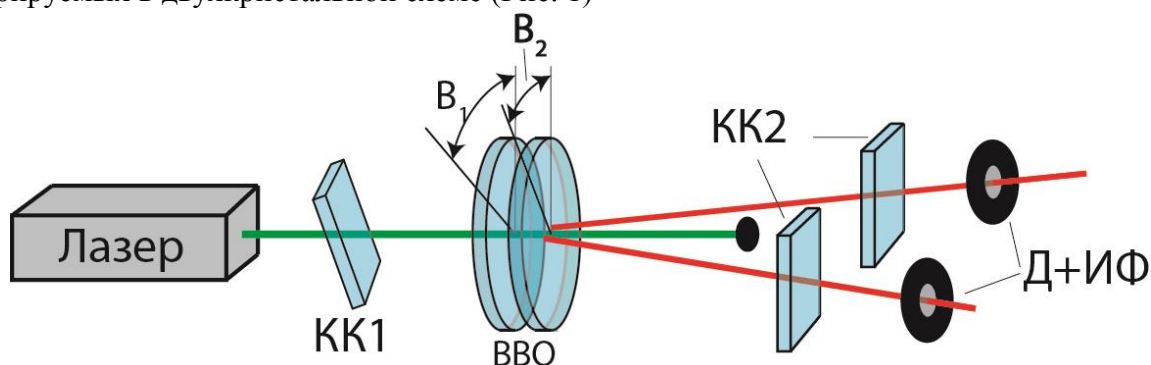


Рис. 1. Двухкристальная схема генерации перепутанных по поляризации фотонных пар

Схема основана на эффекте спонтанного параметрического рассеяния (СПР), который был предсказан Д.Н. Клышко в 1966 году [1]. Феноменологически СПР – это эффект распада фотона накачки (зеленая линия на Рис. 1) на два фотона меньшей частоты, называемыми сигнальным и холостым (красные линии на Рис. 1). В силу того, что процесс СПР параметрический,

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

где $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ -- частоты фотонов накачки, сигнальной и холостой волны, соответственно. СПР происходит в среде с квадратичной нелинейностью при выполнении т.н. условий фазового синхронизма, т.е.

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \quad (2)$$

где $\vec{k}_p, \vec{k}_s, \vec{k}_i$ -- волновые векторы накачки, сигнальной и холостой волн. Законы сохранения (1) и (2) определяют, что для вырожденного по частоте неколлинеарного режима при синхронизме типа e-oo рассеянное излучение распространяется вдоль образующих конуса с осью, совпадающей с волновым вектором накачки, причем сигнальный и холостой фотоны рождаются парами в практически одинаковые (с точностью до времени прохода накачки нелинейного кристалла) моменты времени и распространяются вдоль противоположных образующих конуса СПР. В эксперименте для сбора излучения обычно и выбираются два направления, определяемых некоторой парой таких образующих конуса СПР (см. Рис. 1, красные линии)

Сегодня двухкристальная схема [2] получения поляризационно-перепутанных фотонных пар (бифотонов) является одной из наиболее широко используемых благодаря её конструктивной простоте, большим потокам перепутанных фотонных пар и, в то же время, высокой степени чистоты и перепутанности генерируемого излучения. Однако, для получения качественного излучения требуется компенсировать возникающие механизмы декогеренции или применять фильтрацию [3,4].

В ряде работ было показано, что влияние многих механизмов декогеренции может быть компенсировано [3,4] (обычно для этого используют специально подобранные компенсационные кристаллы, КК1 и КК2 на Рис. 1), и что возможно создать источник, работающий в практически идеальном режиме даже без применения спектральной и пространственной фильтраций[5].

Однако, до настоящего времени, не было проведено удовлетворительного исследования механизма декогеренции, обусловленного девиацией поляризации, хотя известно, что данный механизм может вызывать значительные ($Tangle = 0.77$) [6] потери перепутанности.

В данной работе мы излагаем результаты экспериментального определения девиации поляризации в кристалле ВВО, а так же итоги проведенного исследования влияния девиации поляризации на перепутанность генерируемого излучения.

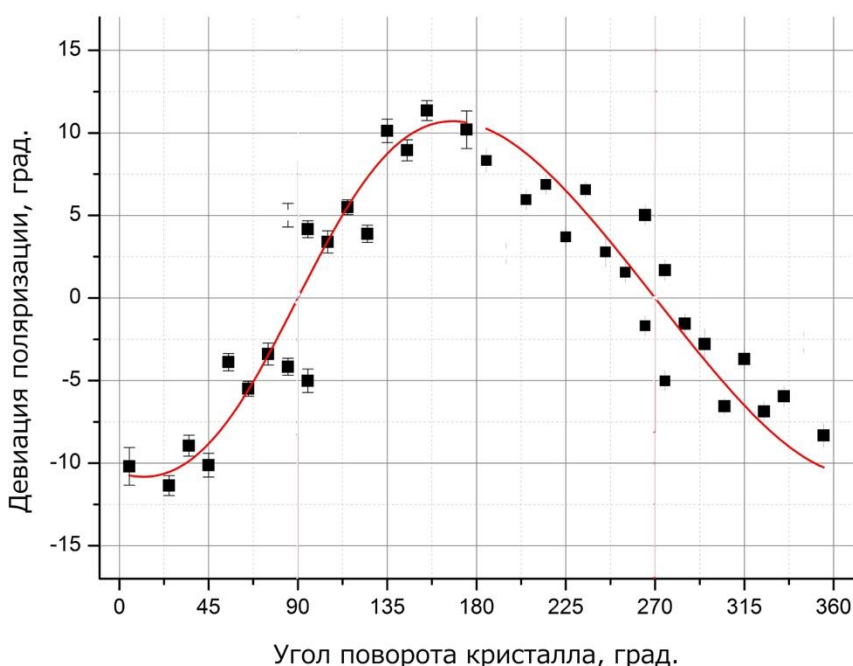


Рис. 2. Зависимость девиации поляризации от азимутального направления вырожденного по частоте СПР при рассеянии в кристалле ВВО при накачке на длине волны 532 нм и угле неколлинеарности 9°

Для того, чтобы экспериментально показать значимость возникающей девиации поляризации, была проведена поляриметрия излучения СПР. Для этого кристалл ВВО накачивался излучением лазера с длиной волны 532 нм, и в кристалле происходило вырожденное по частоте неколлинеарное рассеяние накачки с углом неколлинеарности 9° (в воздухе). На Рис. 2 представлена полученная зависимость девиации поляризации от азимутального направления рассеяния накачки, аппроксимированная зависимостью [7]. Из экспериментальных данных непосредственно видно, что девиация поляризации способна достигать значений 10° и даже выше, показывая необходимость ее детального теоретического исследования.

Ограничим наше рассмотрение двухкристальной схемы случаем, в котором нелинейные кристаллы (Рис. 1) ориентированы ортогонально ($B_1 = 0, B_2 = 90^\circ$). При отсутствии декогеренции и девиации поляризации состояние, генерируемое двухкристальным источником в приближении взаимодействия трёх плоских волн можно записать в виде[2]

$$|\Psi\rangle \propto |HH\rangle + e^{i\phi}|VV\rangle, \quad (3)$$

где H означает горизонтальную поляризацию, а V – вертикальную.

Девиация поляризации приводит к следующей модификации состояния [8,9]

$$|\Psi_1\rangle \propto \hat{S}(-B_0)|H\rangle \otimes \hat{S}(B_0)|H\rangle + e^{i\phi}|VV\rangle \quad (4)$$

где B_0 -- угол девиации поляризации, а $\hat{S}(\alpha)$ -- матрица поворота на угол α .

Фазу ϕ , в отличие от угла девиации и других параметров в (4), можно регулировать, например, меняя эллиптичность накачки. Рассмотрим зависимость перепутанности (Tangle [10]) от этой фазы. Результаты численных расчетов представлены на Рис. 3

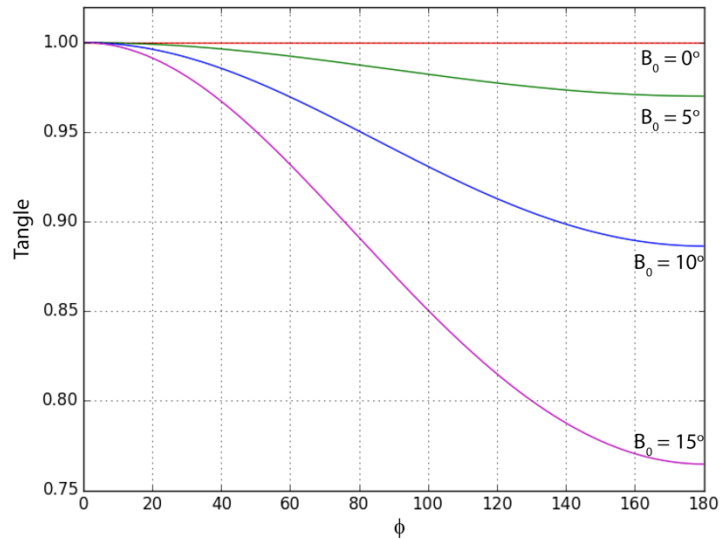


Рис. 3. Зависимость перепутанности («Tangle») от фазы ϕ

Оказывается, что потеря перепутанности для значения фазы $\phi=0$ не происходит при любом значении угла девиации B_0 , и этот факт можно использовать как стратегию для устранения негативного влияния девиации поляризации на перепутанность состояния. Действительно, в случае $\phi = 0$ выражение (4) можно переписать в виде

$$|\Psi\rangle \propto |H\rangle \otimes \hat{S}(B_0)|H\rangle + |V\rangle \otimes \hat{S}(B_0)|V\rangle, \quad (5)$$

Из (5) следует, что поляризационный базис холостого пучка оказывается «повернутым» на угол B_0 относительно лабораторного базиса HV . Если теперь повернуть холостой пучок как целое в противоположную сторону на тот же угол, то можно получить белловское состояние (3) с нулевой фазой ϕ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко, Когерентный распад фотонов в нелинейной среде // Всесоюзное совещание по нелинейным свойствам сред, 1966
2. P. G. Kwiat et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60 No 2. P. R773.
3. J. Altepeter et al. // Opt. Expr. 2005. V. 13. No 22. P. 8951.
4. R. Rangarajan et al. // Opt. Expr. 2009. V. 17. No 21. P. 18920.
5. K. Zielnicki et al. // Opt. Expr. 2015. V. 23. No 6. P. 7894.
6. R. Rangarajan, A. B. U'Ren, P. G. Kwiat // J. Mod. Opt. 2011. V. 58. No 3-4. P. 312.
7. A. Migdall // JOSA B. 1997. V. 14. No 5. P. 1093.
8. S. Magnitskiy et al. // J. Russ. Laser Res. 2015. V. 36. No 6. P. 618.
9. S. Magnitskiy et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2015. V. 70. No 5. P. 382.
10. N. A. Peters et al. // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. No 5. P. 052309.

О применимости приближения заданного профиля в динамике супергауссовых импульсов

А.Н. Бугай¹, В.А. Халяпин²

¹Объединенный институт ядерных исследований

²ФГБОУ ВПО «Калининградский государственный технический университет»,

БФУ им. И. Канта,

slavasxi@gmail.com

В настоящей работе предложен подход описания динамики импульсов, форма которых отличается от колоколообразной, при их распространении в области прозрачности диэлектрика. В качестве примера будем рассматривать эволюцию супергауссовых импульсов в изотропном диэлектрике. Уравнение, описывающее распространение таких импульсов имеет вид [1]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} = 0 \quad (1)$$

Здесь $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса z – ось, вдоль которой распространяется сигнал, β_2 – коэффициент групповой дисперсии, β_3 – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка. Коэффициент β_2 положителен, если центральная частота импульса лежит в области аномальной дисперсии групповой скорости и отрицателен в противоположном случае. Анализ динамики параметров импульса проводится на основе метода моментов.

Определим моменты импульса с помощью следующих выражений [2]

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 d\tau \quad (2)$$

$$C = \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau \quad (3)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T)^2 |\psi|^2 d\tau \quad (4)$$

$$n = \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|\psi|^2} \left(\psi^* \psi_{\tau\tau} + \psi \psi_{\tau\tau}^* \right) \tau^2 d\tau - \frac{1}{2} \quad (5)$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) |\psi|^2 d\tau \quad (6)$$

где E – энергия импульса, σ – его длительность, C – определяет модуляцию частоты, n – степень супергауссового импульса, T – характеризует поправку к групповой скорости.

Огибающую поля запишем следующим образом

$$\psi = B \exp \left[-\frac{1}{2} \left| \frac{\tau - T}{\tau_p} \right|^{2n} + i \left(\varphi - \frac{C}{2} \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right)^{2n} \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь B – амплитуда сигнала, φ – параметр, определяющий добавку к фазовой скорости. Из (2)-(6) с учётом (7) и (1) получаем систему уравнений на параметры импульса

$$E_z = 0, \quad (8)$$

$$\left(\sigma^2 \right)_z = \beta_2 C, \quad (9)$$

$$C_z = 2\beta_2 (1 + C^2) \Gamma \left(\frac{4n-1}{2n} \right) \frac{n^2}{\tau_p^2 \Gamma \left(\frac{1}{2n} \right)}, \quad (10)$$

$$T_z = \frac{\beta_3}{2} \frac{(1 + C^2) n^2}{\tau_p^2 \Gamma \left(\frac{1}{2n} \right)} \Gamma \left(\frac{4n-1}{2n} \right), \quad (11)$$

$$n_z = -\frac{8\beta_2 C n^3 (n-1)}{\tau_p^2 \Gamma \left(\frac{1}{2n} \right)} \Gamma \left(\frac{4n-1}{2n} \right), \quad (12)$$

где

$$E = \frac{B^2 \tau_p}{n} \Gamma \left(\frac{1}{2n} \right),$$

$$\sigma^2 = \frac{\tau_p^2 \Gamma \left(\frac{3}{2n} \right)}{\Gamma \left(\frac{1}{2n} \right)}. \quad (13)$$

Можно показать, что $\sigma_{zzz} = 0$, $C_{zz} = 0$, $T_{zz} = 0$ [3]. Отсюда следует, что

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \left(\sigma_0^2 \right)_z z + \left(\sigma_0^2 \right)_{zz} \frac{z^2}{2},$$

$$C = C_0 + C_{0z} z, \quad T = T_0 + T_{0z} z, \quad (14)$$

Здесь и далее индекс “0” определяет значение соответствующего параметра на входе в среду ($z = 0$). Из (4), (7), (14) получаем выражение для длительности сигнала

$$\left(\frac{\tau_p}{\tau_{p0}}\right)^2 = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)\left(\frac{\Gamma\left(\frac{3}{2n_0}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2n_0}\right)} + \frac{\beta_2 C_0 z}{\tau_{p0}} + \frac{z^2(1+C_0^2)n_0^2}{2\tau_{p0}^4\Gamma\left(\frac{1}{2n_0}\right)}\left(2\beta_2^2\Gamma\left(\frac{4n_0-1}{2n_0}\right) + \frac{\beta_3^2}{\tau_{p0}^2}\right)\right)}{\left((2n_0-1)\Gamma\left(\frac{4n_0-3}{2n_0}\right)\left(\frac{3}{8}(1+C_0^2)(4n_0-3)-n_0+1\right) - \frac{(1+C_0^2)n_0^2}{2\Gamma\left(\frac{1}{2n_0}\right)}\Gamma^2\left(\frac{4n_0-1}{2n_0}\right)\right)} \quad (15)$$

Из (10), (11), (7), (14) находим

$$C = C_0 + 2\beta_2(1+C_0^2)\Gamma\left(\frac{4n_0-1}{2n_0}\right)\frac{n_0^2}{\tau_{p0}^2\Gamma\left(\frac{1}{2n_0}\right)}z, \quad (16)$$

$$T_z = \frac{\beta_3}{2}\frac{(1+C_0^2)n_0^2}{\tau_{p0}^2\Gamma\left(\frac{1}{2n_0}\right)}\Gamma\left(\frac{4n_0-1}{2n_0}\right). \quad (17)$$

Здесь мы учитывали, что на входе в среду $T_0 = 0$.

Из (10), (12) можно получить явное решение и для параметра супергауссовости импульса

$$n = \frac{n_0(1+C^2)^2}{n_0(1+C^2)^2 - (n_0-1)(1+C_0^2)^2}, \quad (18)$$

где C описывается выражением (16). Из (18) следует, что супергауссовый импульс по мере своего распространения стремится к гауссовой форме ($n \rightarrow 1$). Известно, что в дальне зоне дисперсии профиль импульса приобретает форму, определяемую спектром входного сигнала. Такой импульс называется “спектрон” [4]. Отсюда следует, что исходный супергауссовый сигнал разбивается на серию импульсов, причем центральный превосходит боковые (что аналогично дифракции на щели). Исходная пробная функция (7) не допускает таких решений и выражение (18) можно рассматривать как приближенное. Выражение (12) показывает, что деформация профиля импульса происходит за счет коэффициента групповой дисперсии β_2 . Отсюда следует, что в области нулевой дисперсии групповой скорости вышеотмеченного разбиения импульса наблюдаться не будет. Мы предполагаем обобщить данный подход на случай обобщенного нелинейного уравнения Шредингера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-02-00453а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов” М.: Наука, 2005.
2. J. Santhanam // *Opt. Commun.* A. 2003. V. 222. P. 413.
3. D. Anderson, M. Lisak // *Physical Review A.* 1987. V. 35. P. 184.
4. Ю.Е. Дьяков, С.Ю. Никитин. Задачи по статистической радиофизике и оптике” М.: Изд-во МГУ, 1985.

Получение односолитонного режима в оптическом микрорезонаторе с помощью фазовой модуляции накачки

А.В. Черенков^{1,2}, В.Е. Лобанов², М.Л. Городецкий^{1,2}

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

²Российский Квантовый Центр, Московская область, Сколково
av.cherenkov@physics.msu.ru

Открытые в 2007 году частотные гребенки в оптических микрорезонаторах вызвали революцию в области метрологии, позволив существенно уменьшить размеры генераторов гребенок и создавать их на одном чипе [1]. В отличие от частотных гребенок, получаемых при синхронизации мод лазера, микрорезонаторные частотные гребенки характеризуются произвольными фазовыми соотношениями между отдельными спектральными линиями, появляющимися в процессе формирования гребенки. Решить эту проблему и получить когерентные частотные гребенки с гладким спектральным профилем можно путем генерации диссипативных керровских солитонов [2]. Экспериментальная генерация диссипативных солитонов была реализована в оптических микрорезонаторах с модами шепчущей галереи путем медленной перестройки частоты накачки. Однако число возбуждаемых при этом солитонов не является постоянным, а может меняться от реализации к реализации. Для практического применения наиболее интересным является односолитонный режим генерации, так как он характеризуется максимальной спектральной шириной гребенки и минимальными фазовыми шумами. Ранее было предложено несколько методов получения односолитонного режима, но все они имеют ряд практических недостатков [3,4]. В данной работе исследована возможность получения этого режима при перестройке частоты накачки путем её фазовой модуляции с частотой, равной межмодовому расстоянию рассматриваемого микрорезонатора. Преимуществом этого метода является то, что он представляет собой достаточно простую модификацию реально работающего метода возбуждения диссипативных солитонов в оптических микрорезонаторах [2].

Для численного моделирования использовалась модифицированная система уравнений связанных мод, учитывающая фазовую модуляцию накачки $\sim \exp(i\varepsilon \sin \Omega t)$:

$$\frac{\partial a_\mu}{\partial \tau} = -(1 + i\zeta_\mu) a_\mu + i \sum_{\mu' \leq \mu''} (2 - \delta_{\mu'\mu''}) a_{\mu'} a_{\mu''} a_{\mu'+\mu''-\mu}^* + f_\mu \exp(i\mu \Delta t), \quad (1)$$

где $\delta_{\mu'\mu''}$ – символ Кронекера, a_μ – медленно меняющаяся амплитуда моды с частотой ω_μ , $\tau = \kappa t / 2$ – нормированное время, $\kappa = \omega_p / Q$ – декремент затухания микрорезонатора, Q – нагруженная добротность, ω_p – частота накачки; $f_\mu = F J_\mu(\varepsilon)$ – безразмерная амплитуда накачки μ -той моды, F – безразмерная амплитуда накачки, $\Delta = 2(D_1 - \Omega) / \kappa$ – безразмерная отстройка частоты модуляции Ω от межмодового расстояния D_1 . Все моды нумеруются относительно моды накачки с частотой ω_0 . Для анализа использовалось разложение дисперсионного закона в ряд Тэйлора $\omega_\mu = \omega_0 + D_1 \mu + \frac{1}{2} D_2 \mu^2 + \dots$ и были отброшены члены выше второго порядка. При этом выражения для безразмерных расстройек можно записать в следующем виде: $\zeta_0 = 2(\omega_0 - \omega_p) / \kappa$, $\zeta_\mu = \zeta_0 + (D_2 / \kappa) \mu^2$. Для

рассматриваемого нами случая аномальной дисперсии коэффициент D_2 в разложении положителен.

Система уравнений (1) решалась численно с помощью адаптивного метода Рунге-Кутты. В качестве начального условия генерировалось слабая шумоподобная загрузка. Для анализа рассчитывалась усредненная интенсивность внутри микрорезонатора $U = \sum_{\mu} |a_{\mu}|^2$ и строились распределения поля $\psi(\varphi) = \sum_{\mu} a_{\mu} \exp(i\mu\varphi)$.

Для моделирования процесса генерации солитонов при перестройке частоты накачки расстройка ζ_0 медленно менялась со временем $\zeta_0(\tau) = \zeta_0(0) + \alpha\tau$ от отрицательной величины ($\zeta_0(0) = -12$), соответствующей отстройке накачки в синюю область, до значительной положительной величины, близкой к максимальной возможной для существования солитона расстройке $\zeta_{0cr} \sim \pi^2 F^2 / 8$. Как было показано ранее, выходу на солитонный режим соответствовало появление характерной “ступеньки” в зависимости $U(\zeta_0)$. При этом после остановки перестройки частоты сгенерированные солитоны продолжали существовать без затухания.

Для статистического анализа генерировалось несколько вариантов начальных условий. В случае немодулированной накачки ($\varepsilon = 0$) число солитонов менялось от реализации к реализации, причем возможное число солитонов росло с уменьшением дисперсии второго порядка (см. рис. 2).

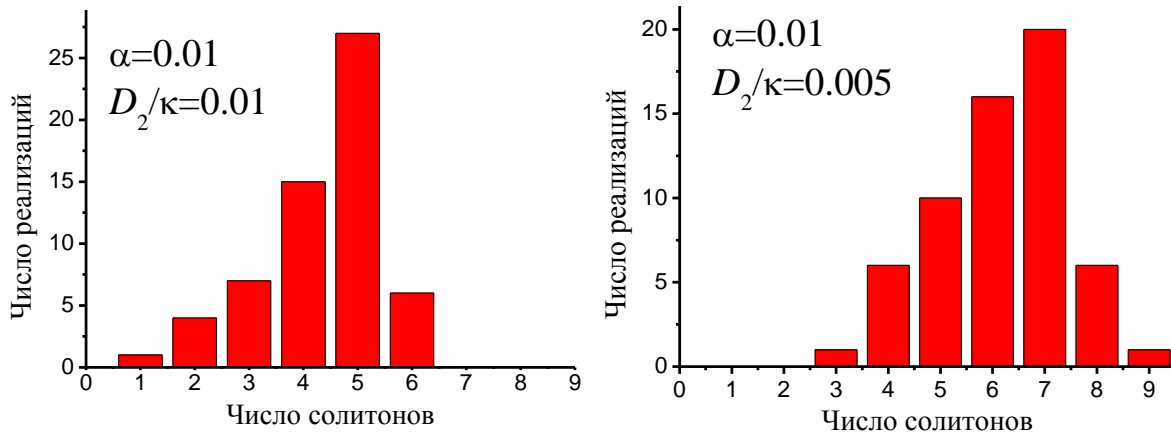


Рис. 1. Распределение числа сгенерированных солитонов при $D_2 / \kappa \approx 0.01$ (левая панель) и при $D_2 / \kappa \approx 0.005$ (правая панель) для $F \approx 4.11$ и $\alpha = 0.01$. Перестройка частоты велась до $\zeta_0 = 18$. В каждом случае было сгенерировано 60 вариантов начальных условий.

Ситуация значительно менялась в случае фазомодулированной накачки. Для большой скорости перестройки было найдено, что если глубина модуляции превышает некоторое пороговое значение, то возможно всего два практически равновероятных значения числа сгенерированных солитонов: 0 или 1 (рис. 2(a) и 2(b)). Такой результат обусловлен взаимодействием солитонов при наличии модуляции накачки. Фазовая модуляция заставляла солитоны внутри микрорезонатора дрейфовать по направлению к точке максимума фазы накачки, где они попарно аннигилировали. Следовательно, если изначально образовывалось

четное число солитонов, то фазовая модуляция приводила к их уничтожению, при нечетном же числе – в результате в микрорезонаторе оставался один солитон (рис. 2(c) и 2(d)).

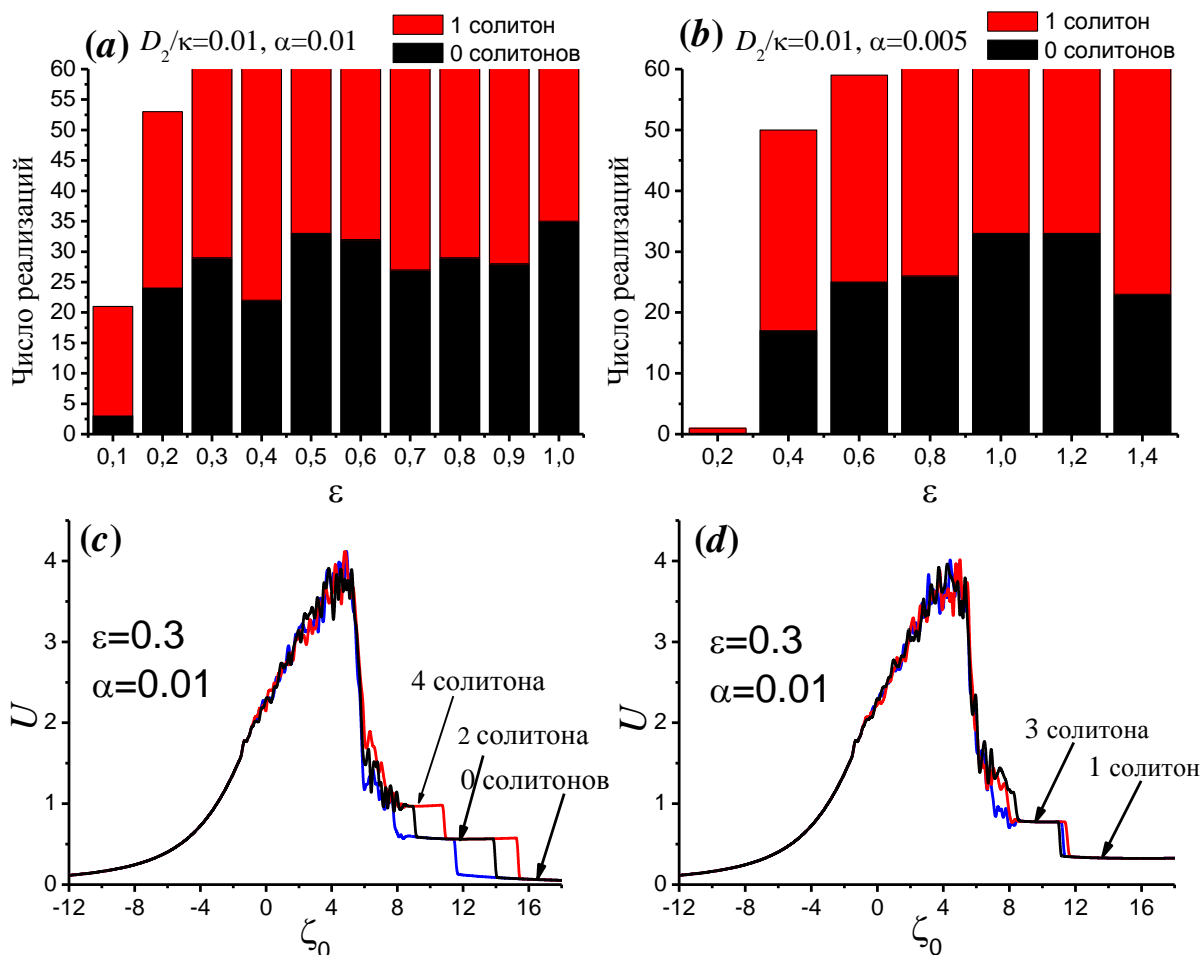


Рис. 2. Распределение числа сгенерированных солитонов при (a) $D_2/\kappa \approx 0.01$ и (b) $D_2/\kappa \approx 0.005$ для различных значений ε при $F \approx 4.11$ и $\alpha = 0.01$. Для каждого значения ε генерировалось 60 вариантов начальных условий. (c) – (d) Характерные зависимости усредненной интенсивности от расстройки при $F \approx 4.11$, $\alpha = 0.01$, $D_2/\kappa \approx 0.01$, $\varepsilon = 0.3$.

При уменьшении скорости перестройки частоты динамика взаимодействия менялась коренным образом. В частности, если глубина модуляции превышала пороговое значение, то практически в каждом случае происходила генерация одного солитона. Это пороговое значение уменьшается с уменьшением скорости перестройки и растет с уменьшением дисперсии второго порядка (см. рис. 3). При этом в зависимости $U(\zeta_0)$ отсутствуют многочисленные ступеньки, что позволяет говорить о том, что генерация односолитонного режима не связана с взаимодействием солитонов, наблюдавшимся при большей скорости перестройки частоты.

Эффективность этого метода существенно уменьшается, если частота модуляции отличается от межмодового расстояния. В частности, для рассматриваемых нами параметров точность задания частоты модуляции должна превышать 0.01κ .

Эффективность процесса также может быть ограничена тепловыми эффектами, терморелактивным и термоупругим. При этом конечное время тепловой релаксации может накладывать ограничения на минимальную скорость перестройки частоты.

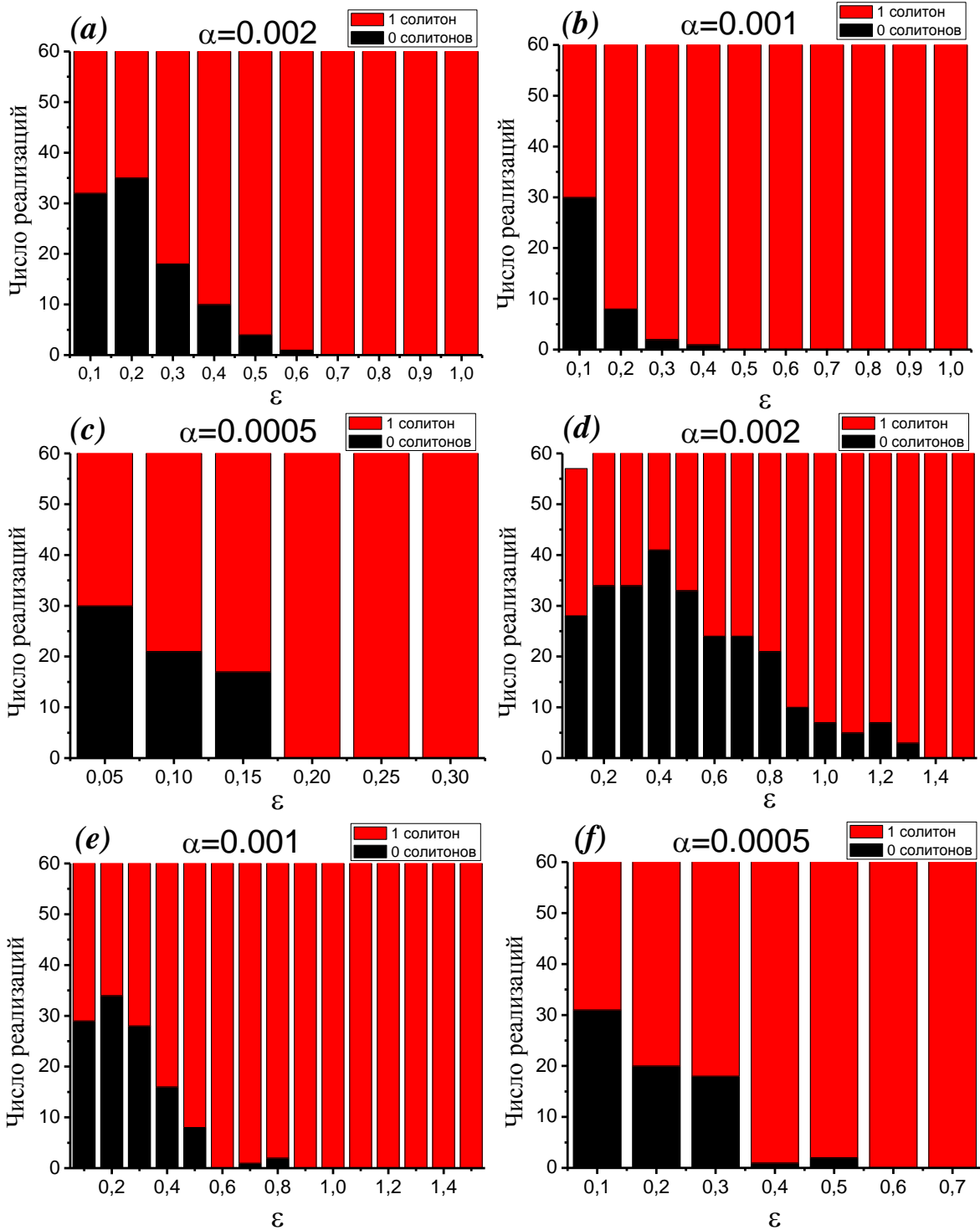


Рис. 3. Распределение числа сгенерированных солитонов при (a) – (c) $D_2 / \kappa \approx 0.01$ и (d) – (f) $D_2 / \kappa \approx 0.005$ для различных значений ϵ при $F \approx 4.11$ и для разных скоростей перестройки. Для каждого значения ϵ генерировалось 60 вариантов начальных условий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, проект № 14.585.21.0005.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.J. Kippenberg, R. Holzwarth and S.A. Diddams // Science. 2011. Vol. 332. P. 555.
2. T. Herr et al.// Nat. Photon. 2014. Vol. 8. No 2. P. 145.
3. J. A. Jaramillo-Villegas et al. // Opt. Express. 2015. Vol. 23. P. 9618.
4. T. Kobatake et al. // IEEE Phot. Journ. 2016.Vol. 8. No 2. P. 4501109.

Увеличение спектральной ширины частотных гребенок в оптических микрорезонаторах с помощью излучения дисперсионной волны

А.В. Черенков^{1,2}, Г.В. Лихачев^{1,2}, М.Л. Городецкий^{1,2}

¹*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет*

²*Российский квантовый центр*

g.lihachev@gmail.com

Развитие оптических частотных гребенок (набора эквидистантных спектральных линий в оптическом диапазоне) на основе фемтосекундных лазеров с синхронизацией мод оказало огромное влияние на науку и было отмечено Нобелевской премией по физике за 2005 год. Открытые в 2007 году частотные гребенки в оптических микрорезонаторах вызвали вторую революцию в области метрологии, позволив существенно уменьшить размеры генераторов гребенок и создавать их на интегральном чипе [1,2]. Оптические частотные гребенки из микрорезонаторов получают при их накачке узкополосным лазером непрерывной мощности, используя керровскую нелинейность. При превышении порогового значения мощности лазера накачки возникают первые боковые линии, далее оптическая гребенка возникает каскадным образом. Процесс генерации можно хорошо описывать с помощью эффекта четырехволнового смешения.

Важным шагом для получения когерентной и широкой в спектральном диапазоне оптической гребенки является генерация временных солитонов [3] и использование процесса индуцированного солитонами черенковского излучения (другое название – дисперсионная волна) путем задания подходящей дисперсии групповой скорости в микрорезонаторе.

В статье [4] впервые продемонстрирована солитонная керровская гребенка с черенковским излучением в микрорезонаторе из нитрида кремния, изготовленном на чипе. Черенковское излучение можно трактовать как процесс четырехволнового смешения [5], но более корректно рассматривать его как решение уравнения Луджиато-Лефевра при наличии дисперсионных членов высокого порядка. Наличие дисперсии групповой скорости третьего порядка приводит к новым решениям, содержащим радиационные “хвосты”. В случае микрорезонатора этот “хвост” связан с солитоном, образуя устойчивый когерентный спектр. Для реализации такого режима необходимо, чтобы параметры накачки (мощность и частотная отстройка от моды резонатора) соответствовали условиям существования солитона.

В настоящей работе проведен асимптотический анализ системы, определяющий позицию, спектральную ширину дисперсионной волны и ее влияние на свойства частотной гребенки. Анализировалось уравнение Луджиато-Лефевра при наличии дисперсионных членов до третьего порядка включительно. Для поиска приближенного решения использовался метод моментов (энергия, импульс, момент импульса и центр солитона). Были получены уравнения для эволюции нескольких первых моментов. Пробное решение было выбрано на основе анализа результатов численного моделирования уравнения Луджиато-Лефевра с помощью Фурье метода расщепления по параметрам. Пренебрегая членами второго и более высоких порядков малости по отстройке лазера, были получены выражения для амплитуды и фазы солитона.

Для поиска параметров дисперсионной волны и ее влияния на солитон уравнение было линеаризовано, далее было подставлено решение, полученное на предыдущем шаге. Расчет

положения пиков удобнее проводить для номера моды относительно накачки. Пик черенковского излучения должен находиться вблизи точки нулевой суммарной материальной и геометрической дисперсии. Формирование дисперсионной волны приводит к смещению максимума солитона, это явление можно трактовать как возникновение спектральной отдачи. В работе были получены выражения для величины этой отдачи.

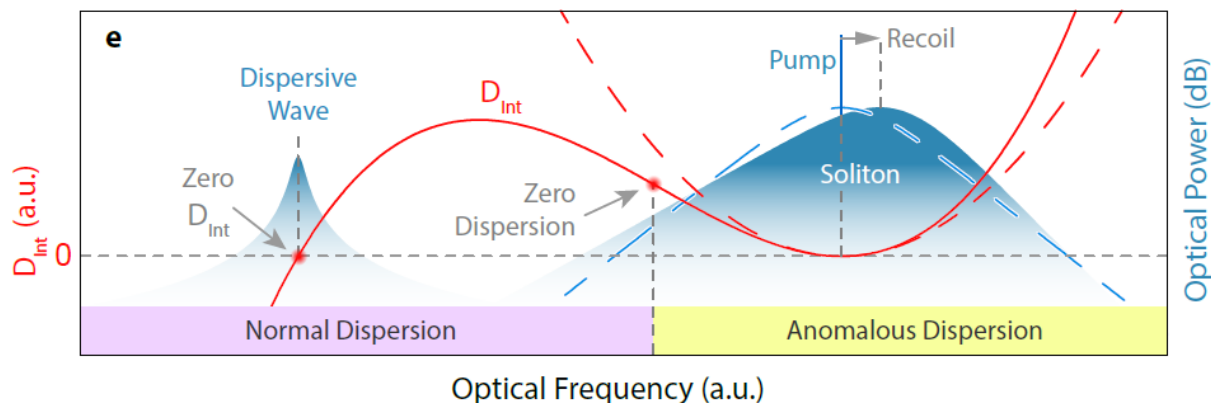


Рис. 1. Схема расположения солитона и индуцированной дисперсионной волны около точки нулевой дисперсии групповой скорости.

Таким образом с помощью метода моментов были определены параметры солитона и дисперсионной волны. Аналитические результаты хорошо совпадают с результатами численного моделирования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00724\16 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kippenberg, T. J., Holzwarth, R. Diddams, S. A. Science 2001. V. 332, P. 555
2. P. Del'Haye, et al.// Nature 2007. V 450, P. 1214-1217
3. T. Herr, et al.// Nat. Phot. 2014 V. 8, P. 145-152
4. V Brasch, et al. // Science 2015 V. 351, P. 357-360
5. M. Erkintalo, Y. Xu, Phys. Rev. L, V. 109(22), P. 223904

Применение методов имитационного моделирования к практическому решению задач нелинейной фотоники

С.А. Штумпф

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики
stumpf@rambler.ru

Активность научных исследований в области нелинейной фотоники, возрастающая на протяжении нескольких десятилетий, предъявляет высокие требования к инструментам и подходам, используемых в них. Эксперименты в областях нелинейной фотоники, представляющих интерес, требуют создания высокоомощных и очень сложных лазерных систем, использования уникальных образцов среды, обеспечения чрезвычайно точных и стабильных условий проведения эксперимента, применения нетривиальных методов регистрации результата. Математическое моделирование эксперимента является крайне эффективным методом оптимизации экспериментальной работы за счет предварительного поиска наиболее выгодных сочетаний характеристик установки, упрощения обработки результатов эксперимента и анализа теоретических следствий выполненной работы.

В области современной нелинейной оптики традиционным подходом к численному моделированию является формулирование некоторого динамического уравнения на основе уравнений Максвелла, его дискретизация, построение вычислительной модели и проведение расчетов. Другой вариацией подхода является использование уравнений, записанных в спектральной области (это упрощает применение некоторых дифференциальных операторов в уравнениях фотоники). Однако, объект моделирования, а именно, **излучение световых квантов (фотонов)**, обладает существенными особенностями, которые обуславливают высокую сложность математического моделирования:

- важность микроскопической структуры среды;
- крайне малые изучаемые временные отрезки;
- высокие градиенты характеристик среды и исследуемого излучения;
- нелинейность взаимодействия излучения с веществом;
- имманентная многомерность задач;
- неточность справочных данных о нелинейных характеристиках веществ, обуславливаемая тем, что методы их измерения зачастую являются непрямыми.

Этими особенностями обусловлена высокая вычислительная и практическая сложность применяемых подходов к моделированию, требовательность алгоритмов к мощности вычислительной системы, сложности настройки численной схемы (обеспечения ее устойчивости, сходимости, допустимых значений погрешности).

В качестве альтернативы настоящий доклад предлагает к рассмотрению применение методов имитационного моделирования. Имитационное моделирование представляет собой процесс построения и испытания некоторого моделирующего алгоритма, имитирующего поведение и взаимодействие исследуемого излучения с учетом входных воздействий и внешней среды, в том числе, со случайными характеристиками.

Имитационная модель взаимодействия лазерного излучения со средой реализует принципиально иной подход к изучению нелинейных оптических процессов. Суть метода состоит в многократном расчете траектории светового кванта, подчиняющегося уравнениям электродинамики, а также стохастическим законам, сформулированным на основе структуры среды (материальных уравнений, записанных для нее). Производится накопление статистических данных по показателям, которые являются предметом исследований. По

окончании моделирования накопленная статистика обрабатывается, и результаты моделирования формируют некоторые распределения исследуемых величин, например, интенсивности излучения в различных точках среды; изменения показателя преломления; реакции излучения на примеси в среде.

Сложность аналитической модели нелинейнооптического взаимодействия возрастает очень серьезно с усложнением моделируемой ситуации. Нередки случаи применения интегро-дифференциальных уравнений для анализа систем с накоплением возбуждения в среде; многомерных уравнений для изучения пространственных явлений; адаптивных сеток при сложной геометрии объектов. При этом сложность имитационной модели, начиная с некоторого уровня, растет незначительно; также имеется возможность постепенно увеличивать точность моделирования, дополняя предварительные результаты и накапливая больше статистики. Имитационная модель устойчива к случайным сбоям компьютера (критичным для традиционного подхода к моделированию, требующего многодневных расчетов), так как при большом числе реализаций (прогонов) модели сбой в одной из них исказит статистику несущественно.

Настоящий доклад представляет схему применения методов имитационного моделирования, используемых в работе по изучению распространения высокоинтенсивного лазерного излучения в диэлектрических средах, в том числе, исследования пространственных эффектов в условиях возбуждения плазмы в веществе.

Первым этапом является выбор математической модели и ее адаптация к особенностям задачи. Требуется преобразование математической модели взаимодействия излучения с веществом к форме, допускающей проведение многократных статистических испытаний. Второй этап заключается в эффективной дискретизации задачи, то есть выборе пространственной и временной сетки, на которой будет вестись численное решение. Предлагаются правила, по которым производится выбор сетки с постоянным или переменным шагом, использование недеклартовых систем координат и применение ячеек сложной формы. Следующий этап заключается в проведении численного эксперимента, эффективного распараллеливания вычислений с учетом специфики нелинейнооптических задач.

На завершающем этапе важна корректная статистическая обработка полученных результатов: перевод полученных результатов в традиционную форму распределения полей, спектров, аппроксимация полученных зависимостей, определение характеристик процессов и уровня погрешности. Корректное решение данной задачи имеет ключевое значение для научной ценности проведенного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов С.А., Самарцев В.В. Основы фемтосекундной оптики, СПбГУ. ИТМО, 2007
2. Шполянский Ю.А. Численные методы для моделирования оптических материалов и процессов. СПб.: ИТМО, 2009.
3. Косарев В.И., 12 лекций по вычислительной математике, М.: Изд-во МФТИ, Физматкнига, 2000. 220 с
4. Рябенький В.С. Введение в вычислительную математику, М.: Физматлит, 2000. 294 с
5. Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А. Нестационарные структуры и диффузионный хаос, М.: Наука, 1992. 541 с

Волноводные и дифракционные элементы, оптически индуцированные в поверхностной области ниобата лития с фоторефрактивной нелинейностью

А.Д. Безпальный, А.О. Верхотуров, В.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
[id_alex@list.ru](mailto:alex@list.ru), verhoturov.ao@gmail.com, shandarov@hotmail.com

Легирование многих материалов различными примесями приводит к существенной модификации их физических свойств. Так, введение ионов, склонных к перезарядке, в электрооптические кристаллы ниобата лития (LiNbO_3), танталата лития (LiTaO_3), стронций-бариевого ниобата ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$) и некоторых других может на несколько порядков увеличить их фоторефрактивную чувствительность [1, 2]. Легирование кристаллов может осуществляться в процессе их выращивания, однако повышение концентрации вводимых примесей ограничено ухудшением механических свойств объемных образцов вследствие возрастания числа дефектов и возникновения упругих напряжений. Современные технологии твердотельной диффузии, ионного обмена и ионной имплантации позволяют значительно повысить степень легирования поверхностного слоя материала, дополнительно делая возможным введение разных примесей (или их комбинаций) в разные области поверхности образца [3 - 5]. Результатом является возможность варьирования физических свойств приповерхностной области материала в широких пределах.

Целью данной работы является исследование возможности оптического индуцирования волноводных и дифракционных элементов в образцах LiNbO_3 с поверхностным легированием фоторефрактивными примесями и изучение их характеристик. Для формирования канальных волноводных элементов использовался метод поточечного экспонирования поверхности образца. Для создания одномерных дифракционных решеток поверхность образца экспонировалась лазерным излучением через одномерный амплитудный транспарант, как описано в [6].

Исследование оптически индуцированных волноводных структур

Канальные оптические волноводы формировались путем поточечного экспонирования поверхности пластины LiNbO_3 Y-среза с размерами $30 \times 3 \times 15$ мм³ по осям X×Y×Z при смещении образца относительно светового пучка. Приповерхностная область пластины легирована ионами меди путем твердотельной диффузии, толщина легированного слоя составляет около 100 мкм. Источниками света являлись YAG:Nd³⁺ и полупроводниковый лазеры, работающие в непрерывном режиме, с длинами волн излучения $\lambda=532$ нм и $\lambda=450$ нм. Поляризация экспонирующего излучения соответствовала обыкновенной волне кристалла, а его интенсивность составляла $I=35$ кВт/см².

Экспонированные области представляли собой 2 параллельные полосы, сформированные из 30 (Рис.1а) и 20 (Рис.1б) перекрывающихся точек для каждой полосы. Время экспонирования точки в разных экспериментах изменялось от 5 до 12 секунд при диаметре светового пучка по уровню половинной интенсивности в 70 мкм (при $\lambda=532$ нм) и 50 мкм (при $\lambda=450$ нм).

Индукцированные в легированной поверхностной области LiNbO_3 неоднородности зондировались нефокусированным (Рис.1) и фокусированным (Рис.2) лазерными пучками с длиной волны излучения $\lambda=633$ нм. Световые картины на выходной плоскости образца (при зондировании нефокусированным пучком с диаметром 0,7 мм) и в дальней зоне дифракции (в случае фокусированного пучка) изучались с помощью видеокамеры. Результаты оптического зондирования полученных канальных волноводных структур представлены на рисунке 1.

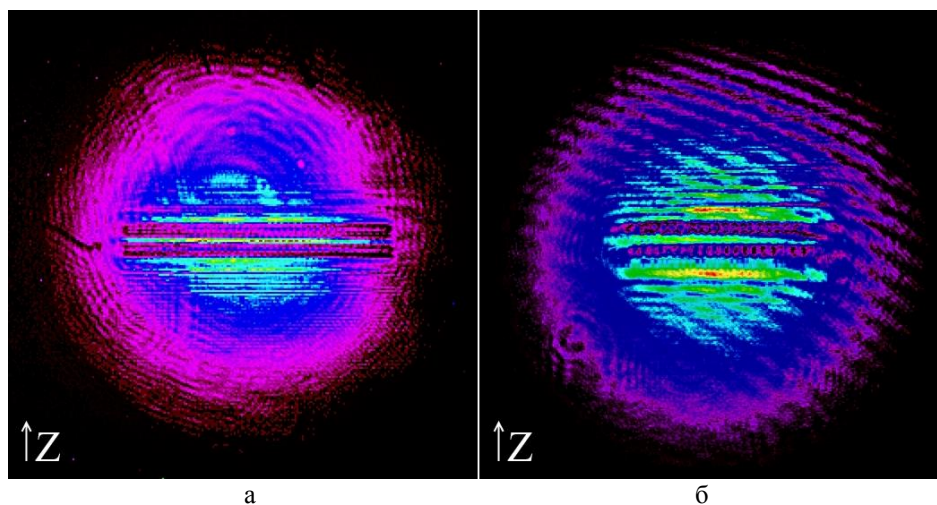


Рис. 1. Световые картины, полученные при оптическом зондировании экспонированных областей: а – излучением с $\lambda=532$ нм; б – излучением с $\lambda=450$ нм

Характер локальных изменений показателя преломления в экспонированных областях кристалла исследовался при зондировании этих областей фокусированным световым пучком с поперечными размерами, сопоставимыми с размерами индуцированных неоднородностей.

Результаты зондирования областей, экспонированных излучением с $\lambda=532$ нм, световым пучком, направленном по оси Y, иллюстрируются световыми картинками: в оптически однородной области кристалла (Рис.2а), в области с пониженным показателем преломления (2б), и в волноводной области (2в).

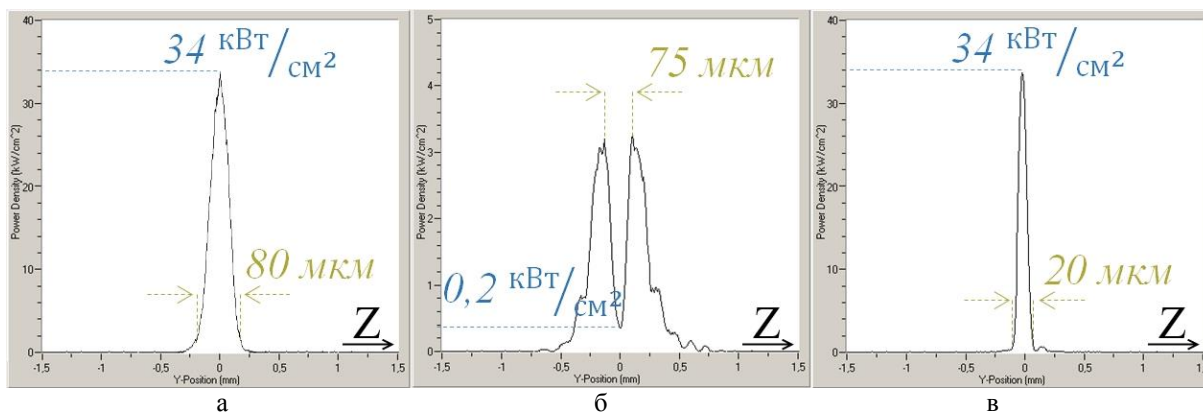


Рис. 2. Профили интенсивности светового пучка при оптическом зондировании экспонированной области: а — фокусированный пучок в оптически однородной области; б – пучок зондирует экспонированную область; в – пучок между экспонированными полосками

Излучение, подаваемое на оптически однородную область кристалла, имеет гауссово распределение (Рис.2а), но при зондировании экспонированных областей профиль интенсивности светового пучка изменяется: при наведении на оптическую неоднородность уровень интенсивности заметно падает (Рис.2б), а в области между экспонированными полосками происходит локализация света в направлении оси Y (Рис.2в). Можно отметить, что сканирование световым пучком каналных оптических волноводов использовалось в [7] для модуляции параметров прямолинейных волноводов. При использовании поточечного экспонирования топология индуцированных волноводных структур может быть усложнена, что определяется формой пути светового пятна на поверхности образца.

Исследование индуцированных дифракционных элементов

Одномерные дифракционные решетки формировались в образце LiNbO_3 Y – среза с поверхностью, легированной ионами Fe и Cu. Размеры образца по осям X, Y, Z составляли $13 \times 2 \times 8$ мм³. В качестве источников излучения использовались полупроводниковый лазер ($\lambda=450$ нм) и YAG:Nd³⁺ лазер ($\lambda=532$ нм). Поляризация света при индуцировании структур соответствовала обыкновенной волне в кристалле. Интенсивность излучения составляла 35 Вт/см². Для исследования характеристик полученных элементов использовался метод дифракции света.

Формирование одномерных дифракционных решеток осуществлялось путем экспонирования поверхности образца через амплитудный транспарант (АТ). Это позволяет получить близкий к ступенчатому виду профиль показателя преломления дифракционного элемента. Транспарант АТ, представляющий собой дифракционную решетку с пространственным периодом 40 мкм на стандартной пластине фотошаблона, размещался на поверхности кристаллического образца. Схема эксперимента по формированию дифракционных решеток в фоторефрактивном кристалле LiNbO_3 представлена на рис. 3.

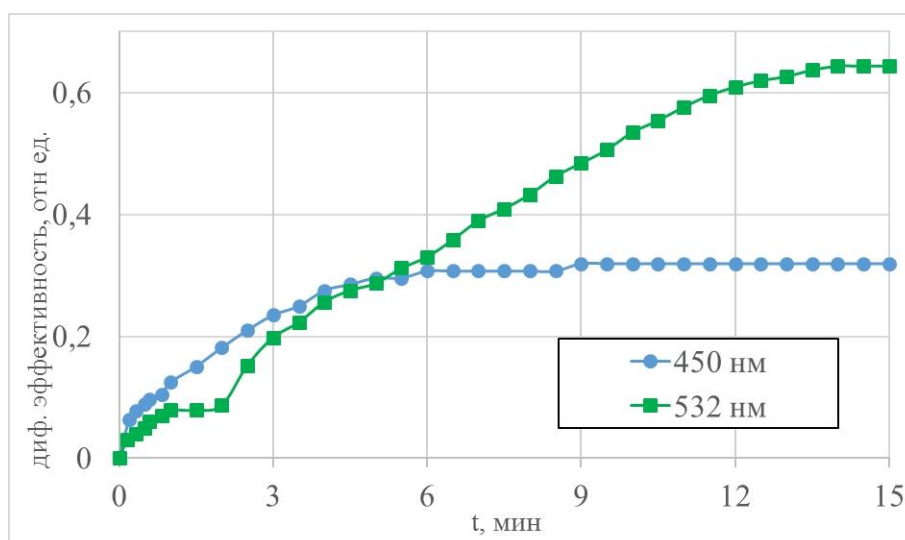


Рис. 3. Экспериментальные зависимости дифракционной эффективности фазовой решетки от времени формирования на разных длинах волн

Экспериментальные зависимости дифракционной эффективности решеток от времени экспонирования образца, при использовании двух источников излучения, представлены на рисунке 4. Время формирования структуры определялось стационарным значением интенсивности первого дифракционного максимума. При используемой интенсивности света оно составляет около 5 минут для излучения с длиной волны $\lambda=450$ нм, а для излучения с длиной волны 532 нм около 15 минут. Установлено, что максимальная величина дифракционной эффективности полученных решеток при экспонировании образца излучением YAG:Nd³⁺ лазера выше, чем при использовании излучения полупроводникового лазера. Это может быть связано с различием эффективной толщины легированных областей для излучения с разными длинами волн, поскольку измеренная величина поглощения света при $\lambda=450$ нм превышает таковую для $\lambda=532$ нм.

Результаты оптического зондирования полученных структур излучением He-Ne лазера ($\lambda=633$ нм, выходная мощность 1 мВт, поляризация соответствует необыкновенной волне кристалла) иллюстрируются световыми картинками, соответствующими дальней зоне дифракции (Рис.4а) и ближней зоне (выходной поверхности кристалла) ниобата лития (Рис.4б).

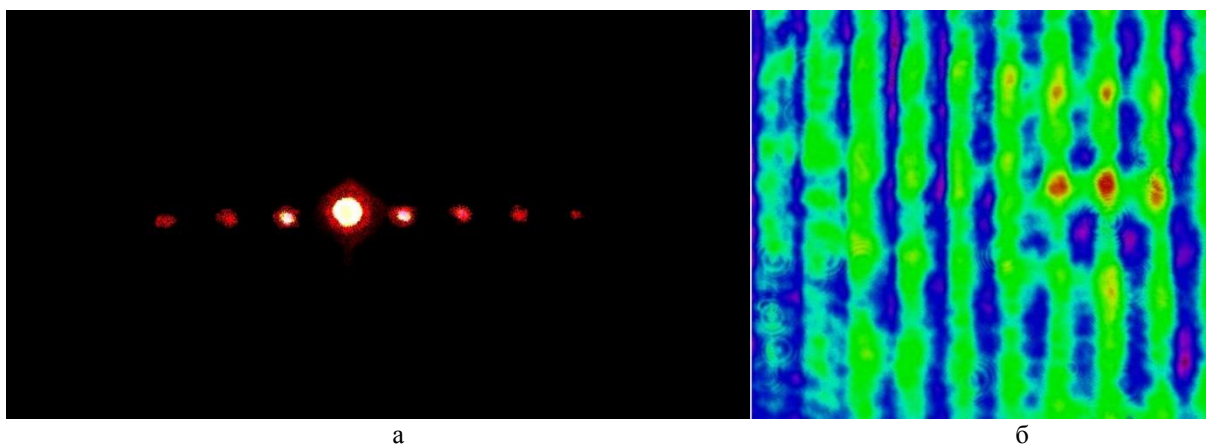


Рис. 4 Картины, соответствующие дифракции света ($\lambda=633$ нм) на индуцированной планарной одномерной решетке в исследуемом образце: а – в дальней зоне; б – на выходной плоскости образца

Таким образом, в экспериментах изучены особенности формирования канальных волноводно-оптических структур и планарных дифракционных элементов в образцах LiNbO_3 с легированием поверхностной области фоторефрактивными примесями.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ (проект №3.878.2014/К).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Блистанов “Кристаллы квантовой и нелинейной оптики” М.: МИСИС, 2000.
2. М.П. Петров “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” СПб.: Наука. С.-Петербургское отд-ние, 1992.
3. D. Kip // Appl. Phys. B. 1998. V. 67. P. 131-150.
4. F. Chen // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. No. 8. P. 081101.
5. В.К. Das // Optics Letters. 2004. V. 29. P. 165–167.
6. П.А. Тренихин // Доклады ГУСУРа. 2010. Т. 22. №2. с. 84-87.
7. A. Kanshu // Appl. Phys. B. 2009. V. 95. № 3. P. 537–543.

Фазовая демодуляция при попутном взаимодействии световых волн на динамических голограммах диффузионного типа в кристалле силиката висмута

Н.И. Буримов¹, А.О. Злобин¹, А.А. Шмидт¹, С.М. Шандаров¹, В.В. Шепелевич²,
А.В. Макаревич²

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

² Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, г. Мозырь, Беларусь

burimov@sibmail.com

Адаптивная голографическая интерферометрия, основанная на преобразовании фазовой модуляции световых полей в модуляцию их интенсивности при взаимодействии со стационарным опорным пучком в фоторефрактивных кристаллах, используется в измерительных системах различного назначения [1-4]. Кубические кристаллы титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) и силиката висмута ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) используются в таких системах, поскольку являются технологичными материалами, обладающими хорошей стойкостью к воздействию внешних факторов (вариации температуры, влажность, механические вибрации и др.). При встречной геометрии взаимодействия опорного и сигнального световых пучков на динамических голограммах отражательного типа в данных кристаллах может достигаться значительный фоторефрактивный отклик за счет диффузионного механизма перераспределения заряда без приложения к ним внешнего электрического поля [2-5]. Линейный режим фазовой демодуляции, регистрируемый на первой гармонике частоты модуляции Ω , являющийся предпочтительным для практических приложений голографической интерферометрии [1-4], обеспечивался в [5] благодаря значительному вкладу в фоторефрактивный отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов, подробно рассмотренному для кристаллов силленитов среза (100) в работах [6, 7]. Проведенные в работах [5-7] измерения выходного сигнала на частотах Ω и 2Ω , в линейном и квадратичном режимах соответственно, позволили количественно оценить значения флексоэлектрического коэффициента f_{1111} кристаллов титаната висмута.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования выходного сигнала адаптивного голографического интерферометра, использующего попутное взаимодействие световых волн с одинаковой линейной поляризацией, при котором в кристалле силиката висмута среза (110) за счет диффузионного механизма перераспределения заряда формируются пропускающие фоторефрактивные решетки.

Как известно [4-7], временная зависимость интенсивности выходного сигнального пучка в голографическом интерферометре может быть представлена в виде суперпозиции гармоник с частотой $n\Omega$:

$$I_s(d, t) \sim I_{s0} \left[M^{(0)}(d) + M^{(1)}(d) \sin \Omega t + M^{(2)}(d) \cos 2\Omega t + \dots \right], \quad (1)$$

где d – толщина кристалла и $M^{(n)}$ – относительные амплитуды гармоник, которые зависят от ориентации вектора решетки относительно кристаллографических осей и поляризационных параметров взаимодействующих световых волн и определяются как упругими, пьезоэлектрическими и флексоэлектрическими свойствами, так и анизотропией электрооптического и фотоупругого эффектов. Кроме того, в кристаллах силленитов при анализе амплитуд рассматриваемых гармоник должен быть учтен и вклад абсорбционной составляющей голограммы в двухпучковое взаимодействие [5, 7].

Для попутной геометрии в образцах среза (110) наиболее простые соотношения для $M^{(n)}$ имеют место при одинаковой линейной поляризации взаимодействующих волн,

формирующих голограмму с вектором решетки, ориентированным вдоль оси [001]. В этом случае с использованием подходов, рассмотренных в работах [5-9], выражения для относительных амплитуд первой и второй гармоник в выходном сигнале фазовой демодуляции могут быть получены в виде

$$M^{(1)}(d, \varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \exp\left(-\frac{\Gamma_E + \Gamma_a}{2}d\right) \exp\left[-\frac{\Gamma_E}{\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d + 2\phi)\right] \times \\ \times \sin\left(\frac{\Gamma_{f1}}{2}d - \frac{\Gamma_{f2}}{2\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d + 2\phi)\right), \quad (2)$$

$$M^{(2)}(d, \varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m) \left\{ \exp\left(-\frac{\Gamma_E + \Gamma_a}{2}d\right) \exp\left[-\frac{\Gamma_E}{\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d + 2\phi)\right] \times \right. \\ \left. \times \cos\left(\frac{\Gamma_{f1}}{2}d - \frac{\Gamma_{f2}}{2\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d + 2\phi)\right) - 1 \right\}, \quad (3)$$

со следующими коэффициентами связи, соответствующими фазовой составляющей голограммы:

$$\Gamma_E = k_0 \frac{n_0^3 r_{41}^S E_{SC}}{2}, \Gamma_{f1} = k_0 n_0^3 \frac{f_{1111}}{4C_{11}} p_1^{eff} K E_{SC}, \Gamma_{f2} = k_0 n_0^3 \frac{f_{1111}}{4C_{11}} p_2^{eff} K E_{SC}, \quad (4)$$

где $J_n(\varphi_m)$ – функция Бесселя n -го порядка и φ_m – амплитуда фазовой модуляции; ρ – удельное оптическое вращение; ϕ – угол между векторами поляризации взаимодействующих волн и осью [010] на входной грани кристалла $x = 0$, отсчитываемый к оси [001]; Γ_a – коэффициент связи для абсорбционной компоненты голограммы; $k_0 = 2\pi / \lambda$, λ – длина волны света; $K = 2\pi / \Lambda$, Λ – пространственный период голограммы и E_{SC} – ее эффективное поле пространственного заряда [1]; n_0 – показатель преломления невозмущенного кристалла и r_{41}^S – компонента его электрооптического тензора в зажатом состоянии; f_{1111} и C_{11} – компоненты флексоэлектрического тензора и тензора модулей упругости кристалла, а эффективные фотоупругие постоянные $p_{1,2}^{eff} = 2p_{11} \pm p_{12} \pm p_{13}$ определяются здесь его упругооптическими коэффициентами p_{11} , p_{12} и p_{13} .

Как следует из соотношений (2) и (4), присутствие в выходном сигнале фазовой демодуляции первой гармоники с относительной амплитудой $M^{(1)}$ возможно только за счет вклада в фоторефрактивный отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов. Схема установки для экспериментальных исследований эффекта фазовой демодуляции при попутном взаимодействии сильной стационарной волны накачки со слабой фазово-модулированной сигнальной волной на фоторефрактивной голограмме пропускающего типа, формируемой ими в кристалле силиката висмута среза (110), показана на рис. 1. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер 1 ($\lambda = 633$ нм), пучок которого с помощью делительного куба 2 создавал сигнальную и опорную волны с интенсивностями I_S и I_P соответственно. Светофильтр 8 обеспечивал соотношение интенсивностей интерферирующих волн $I_S \ll I_P$, а оптические системы 5а и 5б задавали поляризацию сигнального и опорного пучков перед поляризатором 7а, близкую к круговой. Последний позволял задавать необходимый одинаковый угол ориентации ϕ векторов линейной поляризации опорного и сигнального пучков на входной грани кристалла 6,

который представлял образец силиката висмута среза (110) с толщиной $d = 2,64$ мм и с удельным вращением $\rho = -21,6$ угл. град./мм для $\lambda = 633$ нм. Данный образец закреплялся в держателе, позволяющем изменять ориентацию его кристаллографических осей относительно вектора голографической решетки вращением вокруг оси, совпадающей с направлением [110].

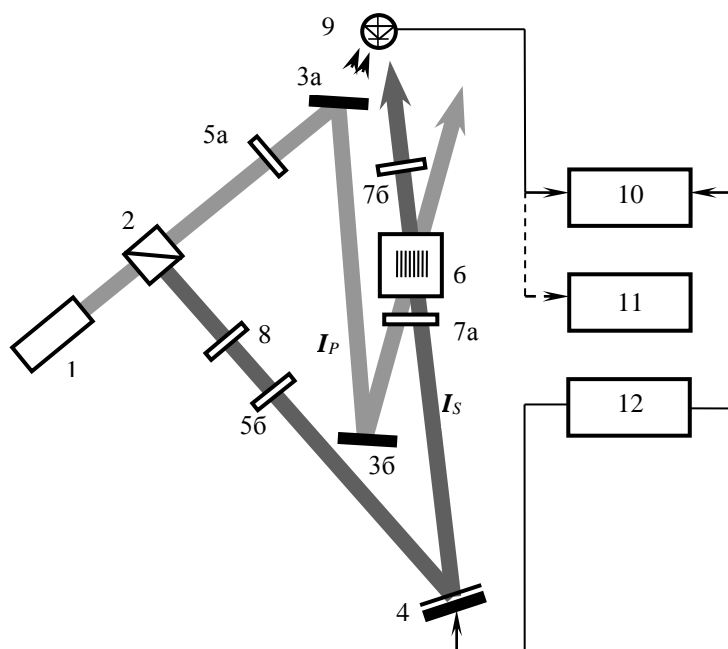


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – делительный кубик; 3а, 3б – неподвижные зеркала; 4 – колеблющийся объект; 5а, 5б – составные четвертьволновые пластины; 6 – фоторефрактивный кристалл; 7а, 7б – поляризаторы; 8 – светофильтр; 9 – фотодиод; 10 – осциллограф; 11 – универсальный вольтметр; 12 – генератор сигналов.

Фазовая модуляция сигнальной волны осуществлялась с помощью зеркала 4, приклеенного к пьезокерамическому цилиндру, на который через согласующий трансформатор подавался электрический сигнал с частотой $\Omega = 1150$ Гц от звукового генератора 12. Амплитуда данного сигнала на электродах цилиндра выбиралась равной 70 В, что соответствовало значению $\varphi_m = 1,044$ рад. Сигнал фазовой демодуляции выделялся фотодиодом 9 (BPW-34, работающий в фотодиодном режиме детектирования при сопротивлении нагрузки $R_L = 51$ кОм и напряжении смещения 7,1 В) и поступал на вход осциллографа 10 модели TektronixTDS 2012C. Компьютерная система обработки этих данных позволяла в цифровом виде фиксировать в моменты времени t_i выборки сигнала фазовой демодуляции с длительностью около 2,5 мкс, с интервалом в 1 с между ними, и далее аппроксимировать их разложением на гармоники с частотами Ω , 2Ω , 3Ω и 4Ω . Необходимая для вычисления амплитуд $M^{(n)}$ постоянная составляющая выходного сигнала измерялась универсальным вольтметром 11.

Типичная осциллограмма 1 выходного сигнала демодуляции для голограммы с вектором решетки, ориентированным вдоль оси [001] образца, и пространственным периодом $\Lambda = 0,6$ мкм, полученная при входном поляризационном угле $\phi = 120^\circ$ в момент времени $t_i = 450$ с, показана точками на рис. 2, а. Сплошная кривая 2 на данном рисунке соответствует аппроксимации с использованием соотношения (1) при значениях относительных амплитуд гармоник $M^{(1)} = 0,0058$; $M^{(2)} = 0,0049$ и $M^{(3)} \approx M^{(4)} \approx 0$.

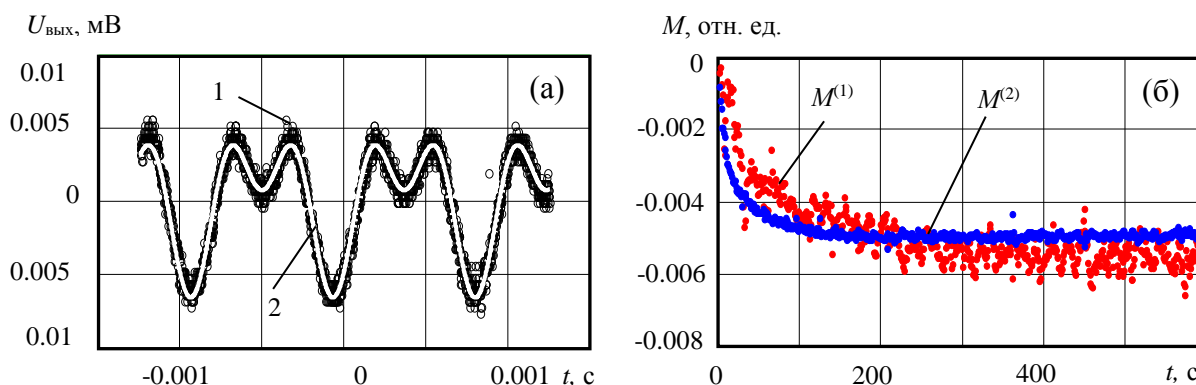


Рис. 2. Осциллограмма выходного сигнала фазовой демодуляции (а); временные зависимости относительных амплитуд первой и второй гармоник в выходном сигнале (б).

Используемая методика позволяет определить временные зависимости $M^{(1)}(t_i)$ и $M^{(2)}(t_i)$, которые для описанных выше условий эксперимента и для «включения» сигнального пучка в момент времени $t_i = 0$ представлены на рис. 2, б. Как следует из данного рисунка, на начальном участке скорость роста амплитуды второй гармоники в сигнале фазовой демодуляции превосходит таковую для первой гармоники. Это не согласуется с соотношениями (2) и (3), полученными для стационарных условий, и может свидетельствовать о наличии некоторого дополнительного вклада в сигнал фазовой демодуляции при попутном взаимодействии, который не учтен в рамках используемой теоретической модели. Большой разброс экспериментальных значений для $M^{(1)}$, чем для $M^{(2)}$, может быть связан с более заметным влиянием такого дополнительного вклада на линейный режим фазовой демодуляции и с его сильной зависимостью от неконтролируемых вариаций экспериментальных условий, таких как механические вибрации и температурный дрейф.

Таким образом, сигнал фазовой демодуляции при попутном взаимодействии световых волн на динамических голограммах диффузионного типа в кристалле силиката висмута среза (110) содержит первую гармонику частоты модуляции, что может быть связано с флексоэлектрическим вкладом в фоторефрактивный отклик.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 1.2.01 Государственной программы научных исследований «Электроника и фотоника») и БРФФИ (проект Ф15-154), а также Минобрнауки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2015 год и НИР по проектной части Госзадания № 3.878.2014/ИК.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров и др. «Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике» СПб.: Наука, 1992.
2. Ю.Н. Кульчин и др. «Адаптивные методы обработки спекл-модулированных световых полей» М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
3. V. Petrov et al. // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 3138.
4. А.А. Колегов и др. // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 9. С. 847.
5. С.М. Шандаров и др. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. № 12. С. 699.
6. С.М. Шандаров и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. № 12. С. 1452.
7. С.М. Шандаров и др. // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 7. С. 5.
8. S.M. Shandarov et al. // Physics of Wave Phenomenon. 2009. V. 17. P. 39.
9. S. Shandarov et al. // Proceedings of SPIE. 1996. V. 2969. P. 202.

Фемтосекундное фотонное эхо в наноразмерных кластерах на дефектах кристаллической решетки тонких пленок ZnO как метод оценки плотности экситонного газа

Н.С. Вашурин, И.И. Попов

ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный технологический университет»

popov@volgatech.net

Хорошие перспективы для нанoeлектронного приборостроения открывают новые оптические свойства квантовых точек. Традиционно квантовые точки получают посредством варьирования размеров полупроводника, не содержащего в своем составе внутренних дефектов, кроме поверхностных. В настоящее время оптические исследования свойств объектов такого рода вызывают повышенный интерес исследователей в различных странах мира из-за возможности возбуждения долгоживущих экситонных состояний и создания квантовых устройств обработки информации [1].

Большой научный интерес в данный момент представляют работы, которые позволяют с помощью методов оптической эхо-спектроскопии регистрировать характеристики динамических процессов, протекающих на этих экситонных состояниях [2]. Данный метод позволяет определять количественные значения однородной и неоднородной ширины спектральной линии экситонных состояний, и также влияния температуры и плотности экситонов на ширину данных линий. Также по величинам однородной и неоднородной ширины можно дать оценку величины экситон-экситонного [3] и экситон-фононного взаимодействия [4]. А изучение оптических и внутренних процессов дефазировки и спада населенности возбужденных носителей в полупроводниковых квантовых точках, но и в частности, в тонких пленках, позволит повысить эффективность изготавливаемых на основе этих материалов квантовых процессоров [5], фотодиодов [6], солнечных батарей [7].

В настоящее время изучение экситонных состояний в тонких полупроводниковых пленках с помощью эхо-спектроскопии позволяет оценивать качество чистоты кристаллической решетки [8, 9], оценивать влияние фононного окружения на релаксационные характеристики локализованных экситонных состояний не только в полупроводниках [10], но и в других средах, например, в двумерных дихалькогенидах металлов [11]. Во всех этих работах используются случаи квантового ограничения для искусственного сближения электронно-дырочной пары и увеличения их силы связи, что позволяет регистрировать их и при комнатной температуре. Вместе с тем существуют полупроводниковые наноразмерные кластерные системы, в которых, напротив, для реализации квантовых эффектов используют дефекты кристаллической решетки полупроводника [12]. Такой наноразмерный кластер представляет собой атомное образование, влияющее на энергетическое состояние, составляющих его компонентов, и на свойства полупроводниковой матрицы. Наноразмерный кластер может быть образован как атомами примесей, атомами собственных компонентов, а также точечными дефектами кристаллической решетки.

Тонкие пленки, изготавливаемые методом магнетронного распыления, представляют собой текстурированную систему, образованную из отдельных кристаллических зерен, отделенных друг от друга аморфной фазой. На границе соприкосновения кристаллической и аморфной фазы местами возникают дефектные состояния кристаллической решетки, приводящие к образованию наноразмерных кластеров [13] на этих дефектах. Образование наноразмерных кластеров, состоящих из атомов примеси или точечных дефектов, связано со стремлением системы к состоянию с минимальной свободной энергией. При этом наноразмерный кластер обладает признаками, характерными для квантовых точек.

Применение первичного фотонного эха (ПФЭ) и стимулированного фотонного эха (СФЭ) для исследования таких квантооразмерных объектов позволило получить спектроскопическую информацию, характеризующую динамические процессы, протекающие на экситонных состояниях в наноразмерных кластерах при комнатной температуре в пленках оксида цинка. Возможность наблюдения локализованных экситонов даже при комнатной температуре связана с наличием большего числа дефектов у исследуемых пленок. Для целенаправленного изготовления пленок, предназначенных для создания устройств оптической обработки информации и измерительных приборов на новых квантовых эффектах [14], необходимо иметь метод оценки количества дефектов и, соответственно, плотности экситонов. Для этих целей с помощью первичного фотонного эха оценивались значения времени необратимой поперечной релаксации T₂. Для пленки ZnO толщиной 600 и 800 нм значения времени T₂ составили, соответственно 320±60 фс, и 130±30 фс. Это связано со следующим. Затухание фотонного эха пропорционально экспоненте от произведения временного интервала между первым и вторым импульсом и характерного параметра для дефектов пленки, полученных методом магнетронного распыления. Этот параметр прямо пропорционален размеру кристаллической решетки и энергии экситонной связи электрон-дырка, обратно пропорционален количеству экситонных состояний, локализованных на дефекте с такой энергией связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Biolatti et al. // *Physica Status Solidi (B)*. 2002. Vol. 234, Iss. 1. P. 58–69.
2. J. R. Schneck et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 101. P. 142102.
3. H.P. Wagner et al. // *Journal of Luminescence*. 1995. Vol. 66-67. P. 84-88.
4. A.J. Fischer et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73. P. 2368.
5. J.R. Petta et al. // *Science*. 2005. Vol. 309. P. 2180-2184.
6. S. Coe et al. // *Nature*. 2002. Vol. 420. P. 800-803.
7. R.D. Schaller et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 92. P. 186601.
8. K. Hazu et al. // *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 65. P. 195202.
9. S. Pau et al. // *Phys. Rev. B*. 1997. Vol.56. P. R12718(R).
10. M.D. Webb et al. // *Phys. Rev. B*. Vol. 43. P. 12658.
11. G. Moody et al. // *Nature Communications*. 2015. Vol. 6. P. 8315.
12. С.-Н. Ho et al. // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18, № 16. – P. 16360-16369.
13. Ф.Х. Мирзаде Кинетика нуклеации кластеров и формирование наноструктур в конденсированных системах Современные лазерно-информационные и лазерные технологии / под ред. В.Я. Панченко, В.С. Голубева. М.: Интерконтакт Наука, 2005. С. 62-78.
14. И.И. Попов и др. // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*. – 2015. – № 4. – С. 154338.

Фотонное эхо на экситонных состояниях тонких поликристаллических пленок и перспективы развития экситонного приборостроения на его основе

И.И. Попов, Н.С. Вашурин, А.У. Баходуров

ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный технологический университет»

popov@volgatech.net

В работе сообщается о результатах экспериментальных исследований свойств первичного фотонного эха (ПФЭ) и стимулированного фотонного эха (СФЭ) в фемтосекундном временном диапазоне и при комнатной температуре. Сигналы фотонного эха наблюдались в тонких полупроводниковых пленках, полученных методом магнетронного распыления. О фактах обнаружения сигналов ПФЭ и СФЭ в тонких полупроводниковых пленках сообщалось в работах [1,2]. В данной работе исследуются характеристики резонансных сред и свойства фотонного эха с точки зрения применимости полученных результатов для хранения и оптической обработки информации. В настоящее время известно ряд работ по применению экситонных состояний для создания оптических приборов [3]. Методы оптической эхо-спектроскопии применялись для исследования экситонных состояний при гелиевых температурах [4], в том числе для оценки качества и чистоты кристаллической решетки [5,6], влияния фононного окружения на релаксационные характеристики локализованных экситонных состояний не только в полупроводниках [7], но и в других средах, например, в двумерных дихалькогенидах металлов [8]. Особый интерес вызывают работы по исследованию экситонных состояний, локализованных при комнатной температуре в квантовых точках, что открывает хорошие перспективы по созданию на их основе квантовых процессоров [9], фотодиодов [10], фоточувствительных элементов солнечных батарей [11]. Известны работы [12] по обнаружению долгоживущей оптической памяти на фотонном эхе, работающей при гелиевой температуре в наносекундном временном диапазоне, в квантовых ямах, использующие ларморову частоту для регистрации биений на расщепленных в магнитном поле уровнях трионов (заряженных экситонов) в тонких полупроводниковых пленках. Во всех этих работах существуют высокие требования к чистоте полупроводникового материала и качеству кристаллической решетки, что создает определенные технологические трудности на пути решения задач квантового приборостроения.

Вместе с тем существуют полупроводниковые наноразмерные кластерные системы, в которых, напротив, для реализации квантовых эффектов используют дефекты кристаллической решетки полупроводника [13]. Такой наноразмерный кластер представляет собой атомное образование, влияющее на энергетическое состояние, составляющих его компонентов, и на свойства полупроводниковой матрицы. Наноразмерный кластер может быть образован как атомами примесей, атомами собственных компонентов, а также точечными дефектами кристаллической решетки. Тонкие пленки, изготавливаемые методом магнетронного распыления, представляют собой текстурированную систему, образованную из отдельных кристаллических зерен, отделенных друг от друга аморфной фазой. На границе соприкосновения кристаллической и аморфной фазы местами возникают дефектные состояния кристаллической решетки, приводящие к образованию наноразмерных кластеров [14] на этих дефектах. Образование наноразмерных кластеров, состоящих из атомов примеси или точечных дефектов, связано со стремлением системы к состоянию с минимальной свободной энергией. При этом наноразмерный кластер обладает признаками, характерными для квантовых точек.

С помощью ПФЭ и СФЭ исследованы квантооразмерные объекты, представленные наноразмерными кластерами на дефектах кристаллической решетки тонких поликристаллических полупроводниковых пленок, показано влияние плотности экситонов на дефектах пленки на релаксационные характеристики полупроводниковой резонансной среды, определяющие временные ограничения работы экситонных приборов на фотонном эхе. Показана наибольшая эффективность фотонного эха на тонкопленочном полупроводниковом переходе по сравнению с однослойными пленками.

В настоящее время хорошо изучены свойства фотонного эха, связанные с оптической обработкой информации, написаны монографии [15], защищены диссертации [16]. Обработка информации показана при введении ее в амплитудно-временную форму, поляризацию, волновой фронт, спектр оптического импульса, в форму поперечного сечения пучка. Создана оптическая долгоживущая память, и квантовая оптическая память. Основным недостатком всех этих работ является либо потребность в гелиевых температурах, либо большие габариты резонансной среды (газовые среды), либо низкое быстродействие.

В связи с обнаружением фотонного эха на экситонных состояниях в квантооразмерных объектах тонких пленок и развитием фемтосекундных оптоволоконных лазеров открываются перспективы создания приборов массового потребления на основе фотонного эха.

В работе [17, 18] сообщается об обнаружении нефарадеевского поворота вектора поляризации стимулированного фотонного эха на тонкопленочном полупроводниковом переходе и его исследовании в зависимости от величины временного интервала между вторым и третьим возбуждающими импульсами. В данной работе показана возможность преобразования фемтосекундного временного интервала между оптическими импульсами в угол поворота направления линейной поляризации сигнала фотонного эха. Тем самым, впервые показана возможность создания экситонного прибора на фотонном эхе для регистрации фемтосекундных временных интервалов в масштабе реального времени.

Таким образом, включая работы по совершенствованию тонких полупроводниковых пленок и многослойных структур, получаемых методом магнетронного распыления, по совершенствованию фемтосекундных оптоволоконных лазеров, и обнаруженных информативных свойств фотонного эха своевременно вести речь о развитии нового направления в области квантового приборостроения – экситонного приборостроения на основе фотонного эха.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.I. Popov et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2012. Vol. 76, No. 3. P. 279-282.
2. I.I. Popov et al. // Physics of Wave Phenomena. 2013. Vol. 21, № 1. P. 38-40.
3. I. D'Amico et al. // Physica Status Solidi (B). 2002. Vol. 234, Iss. 1. P. 58–69.
4. J. R. Schneck et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 142102.
5. K. Hazu et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 195202.
6. S. Pau et al. // Phys. Rev. B. 1997. Vol.56. P. R12718(R).
7. M.D. Webb et al. // Phys. Rev. B. Vol. 43. P. 12658.
8. G. Moody et al. // Nature Communications. 2015. Vol. 6. P. 8315.
9. J.R. Petta et al. // Science. 2005. Vol. 309. P. 2180-2184.
10. S. Coe et al. // Nature. 2002. Vol. 420. P. 800-803.
11. R. D. Schaller et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 186601.
12. L. Langer et al. / Nature Photonics. 2014. Vol. 8. P. 851-857.
13. C.H. Ho et al. // Optics Express. 2010. Vol. 18, № 16. P. 16360-16369.

14. Ф.Х. Мирзаде “Кинетика нуклеации кластеров и формирование наноструктур в конденсированных системах. Современные лазерно-информационные и лазерные технологии” / под ред. В.Я. Панченко, В.С. Голубева. – М.: Интерконтакт Наука, 2005. – С. 62-78.

15. А.А. Калачев, В.В. Самарцев “Фотонное эхо и его применение” Казань: Изд. КГУ, 1998, 148 с.

16. И.И. Попов Фотонное эхо в молекулярном газе и методы оптической обработки информации: автореф. дис. докт. физ.-мат. наук:01.04.05 / Попов Иван Иванович. – Казань – 2004. – 39 с.

17. И.И. Попов и др. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2015. № 4. –С. 154338.

18. И.И. Попов и др.// Материалы Десятой международной научной школы «Наука и инновации-2015» ISS «SI-2015» / под ред. И. И. Попова, В. А. Козлова, В. В. Самарцева. – Йошкар-Ола: Поволжский государственный технологический университет, 2015. – С. 58-61.