

КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Синхронизация мод в лазерах в условиях когерентного взаимодействия света с веществом усилителя и поглотителя: теория и эксперимент	
<i>Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.А. Шимко, И.В. Бабушкин</i>	4
Дистанционный мониторинг высоковольтных устройств с использованием монофотонного датчика УФ-С излучения	
<i>А.А. Белов, А.П. Калинин, А.И. Родионов</i>	7
Деградация и спектрально-пространственные характеристики излучения мощных лазерных диодов	
<i>В.В. Близнюк, М.А. Брит, И.С. Гадаев, О.И. Коваль, А.Г. Ржанов, Г.А. Соловьёв, А.А. Стародумов</i>	11
Спектральные, пространственно-энергетические и поляризационные характеристики лазерных диодов с длиной волны генерации 530 нм	
<i>В.В. Близнюк, Березовская Н.В., В.А. Паршин, И.С. Гадаев, О.И. Коваль, А.Г. Ржанов, Г.А. Соловьёв</i>	15
Квантовые блуждания и генерация фотонных пар в закрученных массивах волноводов	
<i>Д.Н. Вавулин, А.А. Сухоруков</i>	18
Взаимодействие пробного оптического сигнала с квазипериодической последовательностью мощных импульсов накачки	
<i>Т.А. Войтова, А.В. Юлин, А.П. Сухоруков</i>	20
Спиральные пучки: их свойства и применение	
<i>В.Г. Волостников</i>	22
Распространение поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл-диэлектрик с тепловой оптической нелинейностью	
<i>Л.Н. Григорьева, Г.А. Князев</i>	25
Методика детектирования различных колебательных режимов в динамике оптоволоконного лазера, легированного эрбием	
<i>М.О. Журавлев, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов</i>	28
Распространение малопериодного лазерного импульса в многоуровневой среде	
<i>Д.Ю. Загурский</i>	30
Фотонное эхо в нанокompозитах на основе квантовых точек CdSe/CdS/ZnS	
<i>К.Р. Каримуллин, М.В. Князев, А.В. Леонтьев, А.В. Наумов</i>	32

Когерентные световые поля специального вида в прикладных задачах распознавания контурных изображений	
<i>С.А. Кишкин, В.Г. Волостников, С.П. Котова</i>	34
Формирование релятивистских электронных зеркал при падении сверхмощного лазерного импульса на плазменный слой	
<i>В.В. Кулагин, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин</i>	36
Переключение пространственных солитонов в системе из двух нелинейных дефектов	
<i>А.В. Маслова, Д.О. Игнатьева, В.Е. Лобанов</i>	39
Лазерное индуцирование канальных волноводных структур в ниобате лития за счет вклада пироэлектрического эффекта	
<i>А.С. Перин, В.М. Шандаров, В.Ю. Рябченко</i>	42
Нефарадеевский поворот вектора поляризации стимулированного фотонного эха в тонкой поликристаллической пленке ZnO/Si(P)/Si(B)	
<i>И.И. Попов, Н.С. Ваишурин, Путилин С.Э</i>	46
Компенсация нелинейной дифракции интенсивного лазерного пучка в поглощающих кристаллах ниобата лития	
<i>В.Ю. Рябченко, Е.А. Дмитриев, С.Б. Козлов, А.С. Перин, В.М. Шандаров</i>	49
Неоднородные оптические солитоны и гидродинамика идеальной жидкости	
<i>С.В. Сазонов</i>	50
Оптические пули при генерации второй гармоники	
<i>С.В.Сазонов, Д.Ю. Загурский, И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова</i>	54
Последовательная теория параметрического генератора света	
<i>М.Ю. Сайгин, А.С. Чиркин</i>	57
Нелинейные и квантовые эффекты в оптических волноводных структурах с PT-симметрией	
<i>А.А. Сухоруков</i>	59
Усиление эффекта нелинейной дифракции Рамана-Ната в двумерных нелинейных структурах	
<i>А.М. Вьюнышев, И.В. Тимофеев, Г.И. Поспелов, Б.А. Наседкин, Ю.А. Шереметьева, А.С. Чиркин</i>	61
О динамике квазимонохроматических импульсов прямоугольной формы в нелинейной среде	
<i>В.А. Халяпин, А.Н. Бугай</i>	63
Генерация гармоник высокого порядка и резонансы Фано	
<i>М.А. Хохлова, В.В. Стрелков</i>	66

Синхронизация мод в лазерах в условиях когерентного взаимодействия света с веществом усилителя и поглотителя: теория и эксперимент

Р.М. Архипов^{1,2}, М.В. Архипов², А.А. Шимко², И.В. Бабушкин³

¹Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Berlin, Germany

²Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, Россия

³Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, Germany

arkhipovrostislav@gmail.com

Лазеры с пассивной синхронизацией мод (ПСМ) активно используются в наши дни для генерации ультракоротких световых импульсов (УКИ) с высокой частотой повторения [1-3]. Обычно такие лазеры содержат разнесенные в пространстве секцию с 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. Поэтому, они генерируют импульсы, длительность которых ограничена обратной спектральной шириной профиля усиления и поглощения внутрирезонаторных сред. А при теоретическом описании режимов ПСМ в таких лазерах принято считать, что время фазовой памяти внутрирезонаторных сред T_2 (время релаксации поляризации) меньше длительности импульса лазерного излучения τ_p . Поэтому, при теоретическом рассмотрении режимов ПСМ поляризация среды адиабатически исключается [4-6]. Такое приближение упрощает теоретические модели и облегчает проведение расчетов.

Однако, если длительность импульса генерации τ_p меньше времени фазовой памяти ($\tau_p < T_2$), то взаимодействие света с веществом является когерентным. Тогда, картина взаимодействия короткого импульса с веществом существенно меняется. Наиболее ярко проявление фазовой памяти среды при $\tau_p < T_2$ демонстрирует себя в явлении самоиндуцированной прозрачности (СИП), исследованной теоретически и экспериментально Мак-Коллом и Ханом [7]. Данный эффект заключается в том, что при определенных условиях, импульс света может распространяться в поглощающей среде практически без потерь (т.н. 2π импульс).

В работах [10-14] рассматривается возможность когерентной синхронизации мод (КСМ), т.е. синхронизации мод в лазере за счет когерентного взаимодействия света с веществом усилителя и поглотителя. В последних работах [12-14] показана возможность генерации УКИ с длительностью вплоть до одного периода оптических колебаний за счет КСМ.

Однако, теоретические исследования, проведенные в этих работах [10-14], 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. Показана возможность возникновения самостарта генерации. Эти результаты опубликованы в наших недавних работах [15-17].

В докладе рассматривается разработанная нами в [16] методика качественного анализа КСМ, базирующаяся на графическом представлении теоремы площадей Мак-Колла и Хана. Данный подход позволяет найти предельные циклы и аттракторы в системе и предсказать поведение длительности и формы импульса КСМ при изменении параметров системы.

Также были выполнены численные эксперименты с использованием системы уравнений Максвелла-Блоха, описывающих распространение света в двухуровневой протяженной усиливающей и поглощающей средах [7-9, 15-17]:

$$\frac{\partial A^{\pm}(z,t)}{\partial t} \pm c \cdot \frac{\partial A^{\pm}(z,t)}{\partial z} = 4 \cdot \pi \cdot \omega_{12} \cdot d_{12} \cdot N_0 \cdot P^{\pm}(z,t), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} P^{\pm}(z,t) = -\frac{P^{\pm}(z,t)}{T_2} + \frac{d_{12}}{2\hbar} \cdot \Delta\rho(z,t) \cdot A^{\pm}(z,t), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta\rho(z,t) = -\frac{(\Delta\rho(z,t) - \Delta\rho_0(z))}{T_1} - \frac{2d_{12}}{\hbar} \cdot (A^{+}(z,t) \cdot P^{+}(z,t) + A^{-}(z,t) \cdot P^{-}(z,t)). \quad (3)$$

Уравнения (1)-(3) описывают поведение медленных огибающих электрического поля $A^{\pm}(z,t)$, поляризации $P^{\pm}(z,t)$ и разности заселенностей $\Delta\rho(z,t)$ между нижним и верхним энергетическим уровнями вещества. Уравнения записаны в виде, который учитывает распространение двух встречных волн $A^{+}(z,t)$ и $A^{-}(z,t)$ в резонаторе. В зависимости от координаты z в уравнения входят параметры усилителя или поглотителя – дипольный момент перехода d_{12} , концентрация двухуровневых частиц N_0 , время релаксации заселенностей T_1 и время релаксации поляризации T_2 , равновесная разность заселенностей $\Delta\rho_0$, а также частота резонансного перехода среды ω_{12} . При однонаправленном режиме генерации из уравнений надо убрать одну из волн. Двухнаправленный режим генерации в кольцевом или линейном резонаторе реализуется путем соответствующего изменения граничных условий.

Система уравнений (1) - (3) позволяет промоделировать лазер с протяженными средами и учесть нелинейные когерентные эффекты при взаимодействии света с веществом усилителя и поглотителя.

Численные расчеты, проведенные на основе системы уравнений (1)-(3) показывают, что в двухсекционном лазере возникают импульсы КСМ [15-17]. При этом, длительность импульсов генерации может быть значительно меньше, чем время фазовой релаксации поляризации. Показано, что режим КСМ является самостартующим и инжекция вспомогательного импульса не требуется. Результаты проведенных численных расчетов согласуются с качественными предсказаниями, выполненными на основе графического представления теоремы площадей Мак-Колла и Хана.

Отметим, что на сегодняшний день нет ни одной экспериментальной реализации режима КСМ в двухсекционном лазере с ПСМ. Нами в работе [18] была впервые показана возможность синхронизации мод в лазере с когерентным поглотителем. Эксперимент проводился в одномодовом перестраиваемом лазере на красителе. В качестве когерентного поглотителя использовалась ячейка с парами молекулярного йода, который обладает большим временем релаксации поляризации

поляризации T_2 (от десятков до сотни нс). Наличие большого числа линий поглощения в пределах спектра генерации лазера давало возможность наблюдать синхронизацию мод на разных линиях поглощения йода.

В докладе подробно приводится схема экспериментальной установки и результаты экспериментов.

Р.М. Архипов выражает благодарность за финансовую поддержку Европейский проект EU FP ITN PROPNET, Grant No. 264687. Эксперименты проведены с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ «Оптические и лазерные методы исследования вещества».

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Rulliere, "Femtosecond laser pulses". Springer Science+Business Media, Incorporated. (2005).
2. U. Keller, Appl. Phys. B, V. 100, p. 15 (2010).
3. E.U. Rafailov et al. // Nat. Phot. 1. 2007. P. 395.
4. H.A. Haus // IEEE Journal of Sel. Top. in Quant. El. 2000. V.6. P.1173.
5. Я.И. Ханин "Основы динамики лазеров" М.: Наука. Физматлит. 1999.
6. A.G. Vladimirov, D. Turaev // Phys. Rev. A. Physical Review A, V.72. 2005. P. 033808.
7. S. L. McCall, E.L. Hahn. // Phys. Rev. 1969. V.183, P. 457.
8. П.Г. Крюков, В.С. Летохов // УФН. 1969. Т.99. С.169.
9. Л. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы М.: Мир, 1978.
10. V. V. Kozlov // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 1607.
11. M. A. Talukder, C. R. Menyuk // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. P. 063841.
12. V.V. Kozlov et al. // Phys.Rev. A. 2011. V.84. P. 053810.
13. В.В. Козлов, Н.Н. Розанов // Опт. и Спектр. 2013. Т. 114. С. 870.
14. V.V. Kozlov, N.N. Rosanov // Phys. Rev. A. 2013. V.87. P. 033808.
15. Р.М. Архипов et al. // письма в ЖЭТФ. 2015. Т.101. С. 164.
16. R.M. Arkhipov et al. // WIAS Preprint № 2019. 2014.
17. R.M. Arkhipov et al. // WIAS Preprint № 2030. 2014.
18. М.В. Архипов et al. // письма в ЖЭТФ. 2015. Т.101. С. 250.

Дистанционный мониторинг высоковольтных устройств с использованием монофотонного датчика УФ-С излучения

А.А. Белов¹, А.П. Калинин², А.И. Родионов³

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

²Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

³ЗАО «Научно-технический центр «Реагент»

abelov@physics.msu.ru

В последние годы по мере повышения потребления электроэнергии все более острой становится проблема диагностики высоковольтных устройств (в частности высоковольтных линий электропередач (ЛЭП)). Увеличение эксплуатационной нагрузки на объекты электроэнергетики, снижение уровня их обслуживания, текущего ремонта и замены изношенного оборудования ведет к возникновению аварийных режимов, сопровождающихся различного рода неисправностями, вызывающими электрические пробои и искровые разряды и, в частности, коронный разряд. В связи с этим является актуальной разработка эффективных методов дефектоскопии высоковольтных приборов и особенно ЛЭП. Особый практический интерес представляют дистанционные методы диагностики, базирующиеся на регистрации оптических излучений в различных спектральных диапазонах (ультрафиолетовом, видимом, инфракрасном), возникающих при коронном разряде. Коронный разряд представляет собой физическое явление, сопровождающее многие природные и техногенные процессы. По характеристикам коронного разряда можно судить о состоянии высоковольтных электрических установок. Среди различных спектральных диапазонов, используемых в дистанционной диагностике высоковольтных установок наиболее широкое применение получил метод, основанный на регистрации излучения в ультрафиолетовом (УФ-С) диапазоне. Это связано с тем, что атмосфера не пропускает УФ-С излучение Солнца (см. рис.1), что позволяет создавать солнечно-слепые диагностические приборы, способные работать в дневное время.

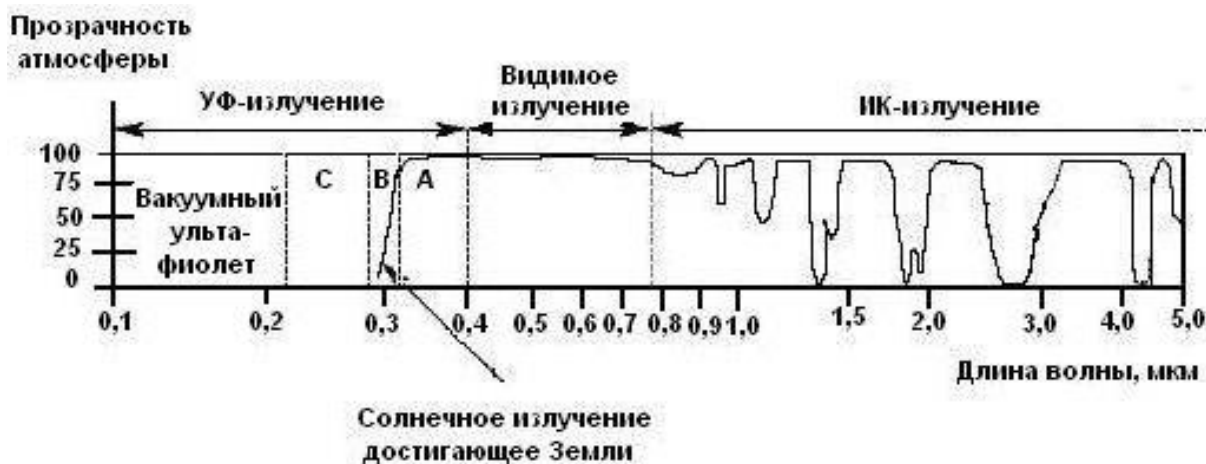


Рис. 1. График пропускания атмосферой электромагнитного излучения различных спектральных диапазонов

Существующие на сегодня методы дистанционной диагностики, основанные на обнаружении УФ-С излучения коронных разрядов, позволяют лишь регистрировать наличие излучения. Однако на фоне коронных разрядов могут возникать так

называемые частичные (искровые) разряды (ЧР), появление которых связано с нарушением работы высоковольтной установки.

В связи с этим возникает необходимость разработки метода дистанционной диагностики силовых высоковольтных установок, который бы позволял не только регистрировать УФ-С излучение, но и выделять из него излучение, связанное с частичными разрядами, и по их измеряемым характеристикам делать заключение о наличии неисправностей элементов высоковольтного оборудования.

Для регистрации УФ-С-излучения в НТЦ «Реагент» был создан прибор, работающий в режиме счета отдельных зарегистрированных фотонов (в дальнейшем – Монофотонный датчик) [1]. Для каждого зарегистрированного фотона монофотонным датчиком определяются угловые координаты и время прихода. Прибор снабжен обзорной видеокамерой, синхронизированной по времени с работой сенсора. Это позволяет документировать результаты съемок. Кроме того, программное обеспечение прибора позволяет совмещать кадры видеокамеры с результатами регистрации источника излучения монофотонного датчика. Упрощенная схема монофотонного датчика представлена на рис. 2.

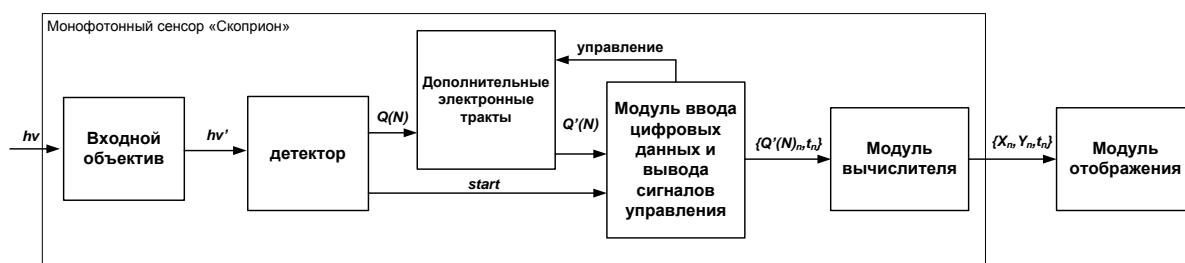


Рис. 2. Упрощенная схема монофотонного датчика

В состав устройства входят: входной объектив, детектор, дополнительные электронные тракты, модуль ввода цифровых данных и вывода сигналов управления, модуль вычислителя. Устройство работает следующим образом. Фотон от источника УФ-излучения попадает во входной объектив. Входной объектив пропускает фотоны выбранного спектрального диапазона УФ-излучения и подавляет все остальные длины волн [2] примерно в 10^{-14} раз (следует отметить, что выбором кристаллов и фильтров в объективе можно выделить любой нужный для работы диапазон длин волн). Входной объектив служит для формирования изображения на поверхности входного окна ВКЧД. Благодаря входному объективу для изготовленного экземпляра прибора, описываемого в данной работе (пропускаемый диапазон длин волн 250-280 нм), обеспечивается солнечно-слепой режим регистрации УФ-С излучения, и сенсор может работать в условиях интенсивной солнечной радиации, попадающей в объектив.

Одним из ключевых элементов разработанного и созданного детектора является время-координатно-чувствительный детектор (ВКЧД), входящий в узел «детектор» [3]. Принцип действия ВКЧД схож с фотоэлектронным умножителем, но при этом в нем используются микроканальные пластины (МКП), благодаря чему удалось получить коэффициент усиления ВКЧД, примерно равный 10^7 . Вместо одного коллектора (анода) в ВКЧД сделано 5 коллекторов. Координаты фотонов определяются по соотношению зарядов, попадающих на коллектора. Отличительной особенностью монофотонного датчика является большой динамический диапазон. Расширение динамического диапазона стало возможно благодаря применению технологии стробирования фотокатода. Основные технические характеристики монофотонного датчика приведены в табл. 1.

Чтение оцифрованных зарядовых данных, фиксация времени прихода фотонов, управление стробированием фотокатода и ряд других функций обеспечивается программируемой логической интегральной схемой (ПЛИС).

Таблица 1. Основные технические характеристики монофотонного датчика

Параметр	Значение
Спектральный диапазон, нм	250-280
Угол поля зрения, град.	60
Размер апертуры, см ²	4
Ошибка определения угловых координат, град	0,02
Временное разрешение, нс	1
Интенсивность счета шумовых фотонов со всей поверхности фотоприемного устройства, с ⁻¹	5
Максимальная интенсивность счета фотонов	10 ⁷
Энергопотребление, Вт	20
Габаритные размеры	270x230x130

В настоящее время разработано немало методов обработки изображений, которые могут быть успешно применены при решении различных задач, возникающих при использовании двумерных координато-чувствительных датчиков на основе светочувствительных матриц. Разработанный монофотонный датчик также дает информацию об изображении, однако при этом каждый элемент изображения имеет три координаты: две угловые координаты и время. Наличие дополнительной временной координаты с высоким разрешением открывает новые уникальные возможности для разработки методов обработки получаемых данных. В работе рассматриваются спектральные и корреляционные методы обработки временной информации всех регистрируемых фотонов или фотонов, пришедших из определенной области углового пространства.

Коронный разряд, возникающий на электроустановках, является периодическим процессом. В случае переменного тока с частотой 50 Гц разряд возникает только на полуволнах высокого напряжения. Таким образом, в спектре сигнала должна присутствовать гармоника удвоенной частоты электросети 100 Гц. Анализ выходной информации монофотонного датчика методом преобразования Фурье, по крайней мере, позволяет классифицировать источники излучения по тому, являются ли они следствием протекания коронного разряда на электроустановках переменного тока, или это какие-либо другие источники, например, пламя горения. Кроме этого, как уже было упомянуто, при определенных условиях в коронном разряде могут возникать частичные разряды (ЧР) – импульсы большей мощности по сравнению с импульсами коронного разряда. Они также представляют собой стримеры, возникающие на поверхности загрязненного изолятора между элементами загрязнений. ЧР могут возникать и внутри высоковольтной изоляции как следствие посторонних газовых включений (пузырей внутри стекла) или мелких проводящих частиц в масле трансформатора. Лабораторные эксперименты показали, что ЧР привязаны к фазе переменного тока, и частота следования ЧР, как правило, лежит в диапазоне от 0,2 до 2 кГц. При использовании различных методов фазовой привязки и цифровой фильтрации монофотонный датчик позволяет получить амплитудно-фазовое распределение (рис. 3), из которого можно вычислить мгновенные напряжения переменного тока, при которых возникали ЧР.

При применении взаимной корреляционной функции для нескольких временных рядов, полученных одновременно для нескольких коронных разрядов, можно определить фазовый сдвиг переменного напряжения. Таким образом, при использовании данного метода возможно дистанционно детектировать перекося фаз, т.е. отклонение фазового сдвига от номинального значения (120°).

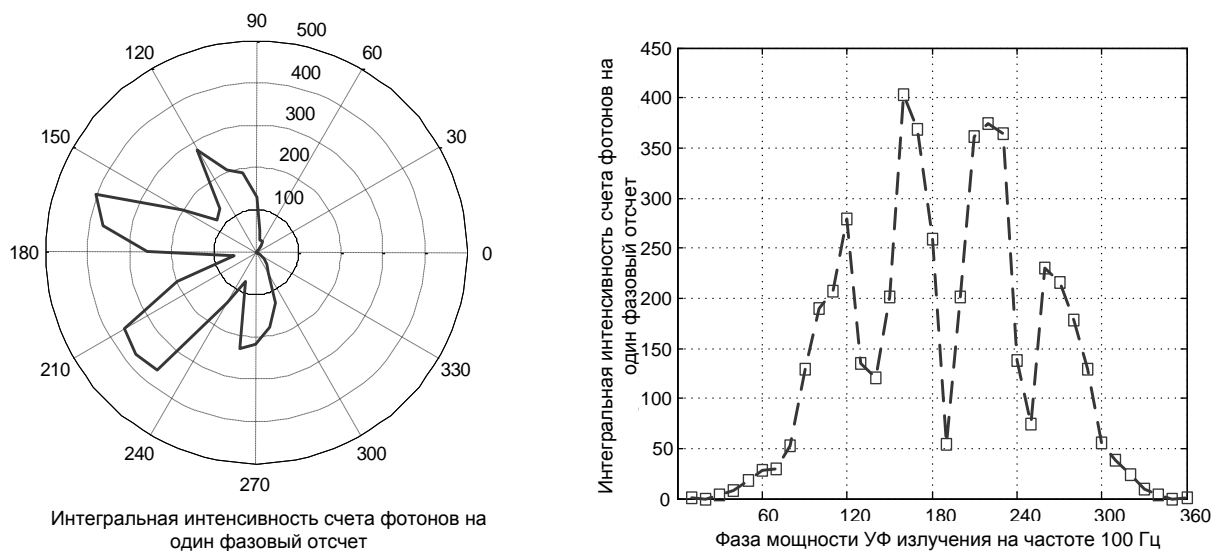


Рис. 3. Амплитудно-фазовое распределение коронного разряда с частичными разрядами по 4 стримера на один период мощности

Созданный прибор существенно превосходит имеющиеся мировые аналоги, которые основаны на использовании фотоприемных матриц. Следует отметить, что предложенный дистанционный метод определения фазового распределения ЧР и определения фазового сдвига в настоящее время также не имеет аналогов. Существующие аналогичные (в т.ч. зарубежные) приборы дистанционного мониторинга коронных разрядов на фоточувствительных матрицах не имеют достаточного временного разрешения. Регистраторы УФ-излучения с низким временным разрешением позволяют классифицировать нарушения изоляции лишь по интенсивности УФ-С излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Belov et al. // Automation and Remote Control, 2014, Vol. 75, No. 8, pp. 1479–1483.
2. Волошин А.Э., Руднева Е.Б, Маноменова В.Л. и др. Монокристалл гексагидрата сульфата цезия никеля, способ выращивания и применение в качестве фильтра ультрафиолетового излучения. Пат. № 2357020 РФ // Бюл. Изобр. Полез. модели. 2009. № 15
3. М.А. Грунтман // Приборы и техника эксперимента, 1984, № 1, с.14-29.

Деградация и спектрально-пространственные характеристики излучения мощных лазерных диодов

В.В. Близнюк¹, М.А. Брит¹, И.С. Гадаев¹, О.И. Коваль¹, А.Г. Ржанов², Г.А. Соловьёв¹,
А.А. Стародумов²

¹НИУ «МЭИ»

²Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

rjanov@mail.ru

В настоящее время интенсивно идут исследования в области создания мощных инжекционных лазерных диодов (ЛД) [1-3]. Мощными считаются ЛД в диапазоне 0.5 Вт и выше. Рекордные значения мощности излучения ЛД лежат в пределах 20-23 Вт с одного кристалла. Однако, рекордные мощности были получены в течение кратковременных измерений. Использование полоскового контакта шириной порядка 100-200 мкм, необходимое для получения большой мощности излучения ЛД, приводит к появлению независимых каналов генерации и зачастую нескольких латеральных мод в каждом канале [4]. Это обусловлено, прежде всего, эффектами пространственного выжигания носителей и нелинейной рефракцией в активном слое ЛД. Неоднородности оптической плотности и усиления активной среды лазера, вызванные пространственным "выжиганием" неравновесных носителей, приводят к появлению самофокусирующихся нитей излучения. Появление нефазированных каналов излучения в ЛД с широким контактом является следствием двух факторов: латеральной неоднородности структуры и малой длины когерентности вынужденного излучения в полупроводниковых лазерах (1-5 см). Количество каналов генерации напрямую зависит от длины диффузии неравновесных носителей в активном слое ЛД. Деградация ЛД, вызванная увеличением в напряжённой полупроводниковой структуре числа дефектов вдоль дислокаций, приводит к изменению длины диффузии, а с ней профиля и числа каналов генерации [4]. Частотный спектр излучения ЛД наполняется большим числом линий, накладываемых друг на друга. Если ЛД в начале эксплуатации имеет "сложный", широкий частотный спектр, то можно наверняка сказать, что срок службы его не будет большим, по сравнению с таким же ЛД, имеющим отчётливо выделяющиеся спектральные линии.

Мы приводим в своей работе экспериментальные данные, методику расчёта ближнего поля и обсуждения, касающиеся влияния деградации на спектры и распределение ближнего поля мощных ЛД.

Схематическое изображение мощного ЛД с квантовой ямой показано на рис. 1.

Деградация лазера приводит к увеличению числа каналов генерации и неоднородности излучения вдоль латеральной плоскости YZ (плоскости перехода). Это хорошо видно на рис. 2, на котором изображена диаграмма направленности (ДН) ЛД, зарегистрированная на плоском экране с люминофором. Время наработки ЛД: верхняя полоса – 30 часов, нижняя – 100 часов.

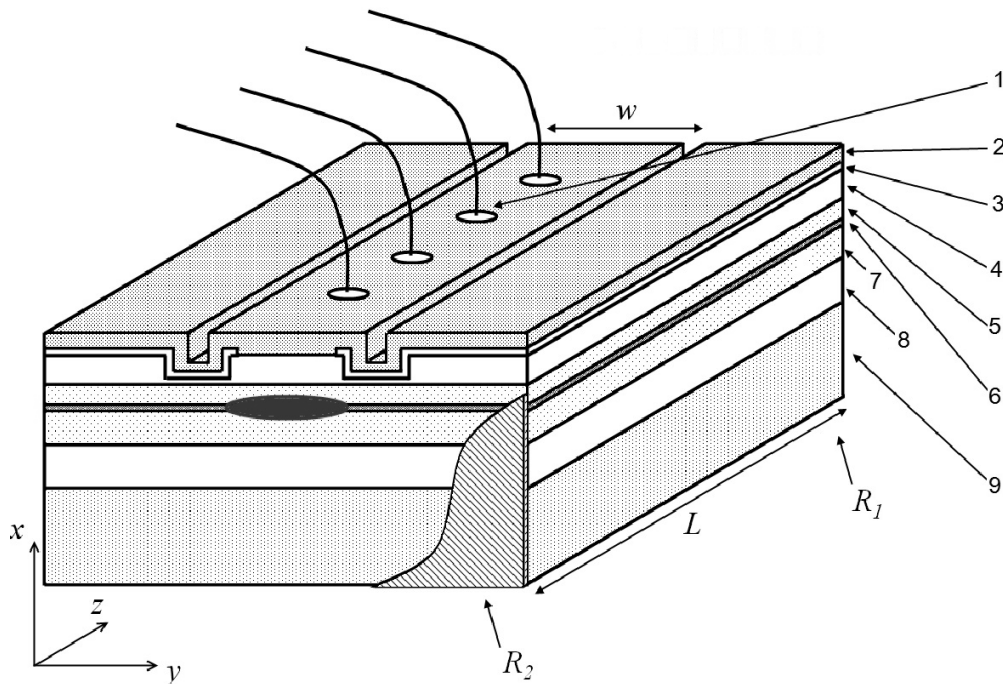


Рис. 1. Мощный инжекционный лазер. Контакты (1), контактный слой (2), изолирующий слой (3), P - эмиттер (4), волновод (5,7), квантовая яма (6), N - эмиттер (8), подложка (9), зеркала (R_1 , R_2).

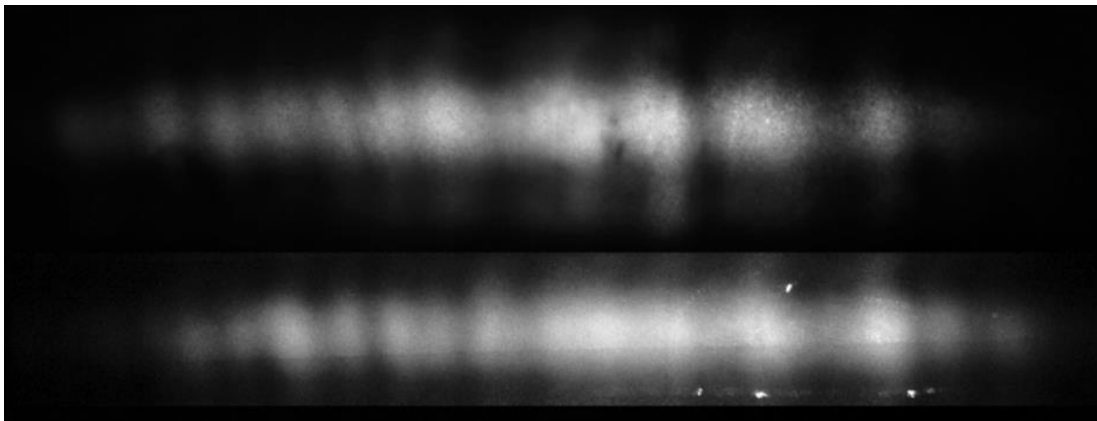


Рис. 2. Дальнее поле ЛД. Вверху - 30 ч. наработки, внизу - 100 ч. наработки.

Были проведены измерения спектров излучения в отдельных пятнах ДН ЛД при разных токах накачки для двух поляризаций излучения: в центральном и боковых пятнах. Анализ спектров (рис. 3) показал, что в излучении ЛД присутствуют: 1) доминирующий по яркости канал генерации на нулевой поперечной моде (965.1 нм) с автомодуляцией на частоте около 110 ГГц (центральная группа эквидистантных линий), 2) менее яркий канал (963.8 нм) с автомодуляцией 10 ГГц (левая группа линий) и 3) неяркий канал, близкий к порогу генерации (965.9 нм). Далее в спектрах (650 мА и 900 мА) наблюдается сначала режим биений, а затем хаос. На последних двух графиках рис. 3 (токи 1150 мА и 1350 мА) мы видим возвращение генерации к режиму биений и появление четвертого и пятого каналов непрерывной генерации на нулевой моде 967.1 нм и 963.8 нм.

Спектральные зависимости излучения с ортогональной поляризацией представлены на рис. 3 в виде жирных линий. Они примерно повторяют трансформацию спектров ТЕ мод, но являются менее яркими.

Явление автомодуляции в большинстве случаев связывают с тем, что дефекты в волноводном слое и квантовой яме ЛД ведут себя как насыщающиеся поглотители, содействующие периодическому (или нерегулярному при хаотическом режиме) изменению добротности лазерного резонатора под воздействием излучения. Разность частот автомодуляционных пиков определяется временем релаксации поглотителей, имеющих величину порядка 10^{-11} - 10^{-10} с [5].

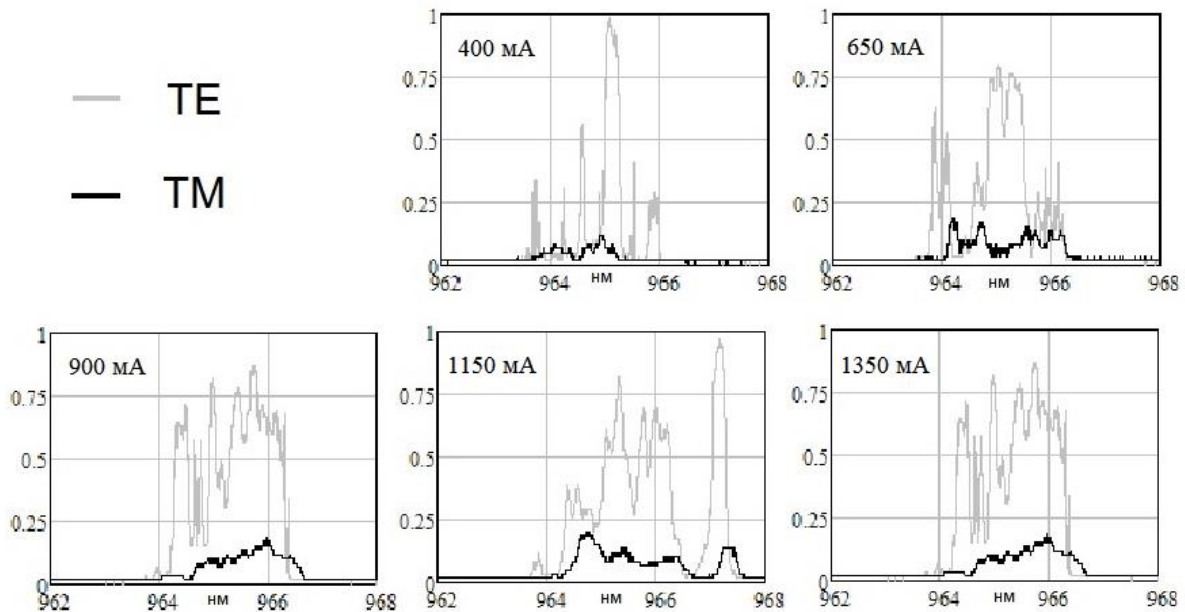


Рис. 3. Нормированные спектры излучения в центральном пятне при разных токах накачки.

Анализ первой латеральной моды, дающей вклад в первый боковой лепесток ДН, показывает, что эта мода также появляется в каналах генерации и участвует в динамике излучения ИЛ. Для этой моды характерны те же закономерности, что и для нулевой моды, но со смещением спектра в длинноволновую область.

Экспериментально были получены интегральные зависимости степени поляризации излучения в пятнах ДН (рис. 4). Наблюдался спад степени поляризации с ростом тока накачки. Тот же эффект был зафиксирован в процессе длительной наработки лазера. Можно утверждать, что ухудшение степени поляризации излучения есть явление, сопровождающее процесс деградации ЛД. Длительные изменения в ЛД, находящие своё отражение в спектрах и степени поляризации излучения при одном токе накачки, оказываются аналогичны тем, что были зафиксированы в течение короткого времени, но при разных токах.

Ухудшение поляризации может быть связано с увеличением вклада лёгких дырок в разрешённый лазерный переход. В квантоворазмерном активном слое лёгкие дырки на краю подзоны дают вклад в ТМ моду, сравнимый с ТЕ модой, в отличие от тяжёлых дырок, дающих основной вклад только в ТЕ-моду. В напряжённой структуре подзона лёгких дырок отщеплена от подзоны тяжёлых дырок, и не принимает участия в формировании вынужденного излучения. При этом снимается вырождение по дыркам в центре зоны Бриллюэна. Зона лёгких дырок опускается, а ширина запрещённой зоны увеличивается. В квантовой яме $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ параметр решётки при эпитаксиальном росте на арсениде галлия уменьшается, что делает невозможным участие лёгких дырок в излучательных переходах (переходы $1e-1lh$ маловероятны). Но при увеличении тока накачки вклад лёгких дырок становится более существенным, и степень поляризации падает.

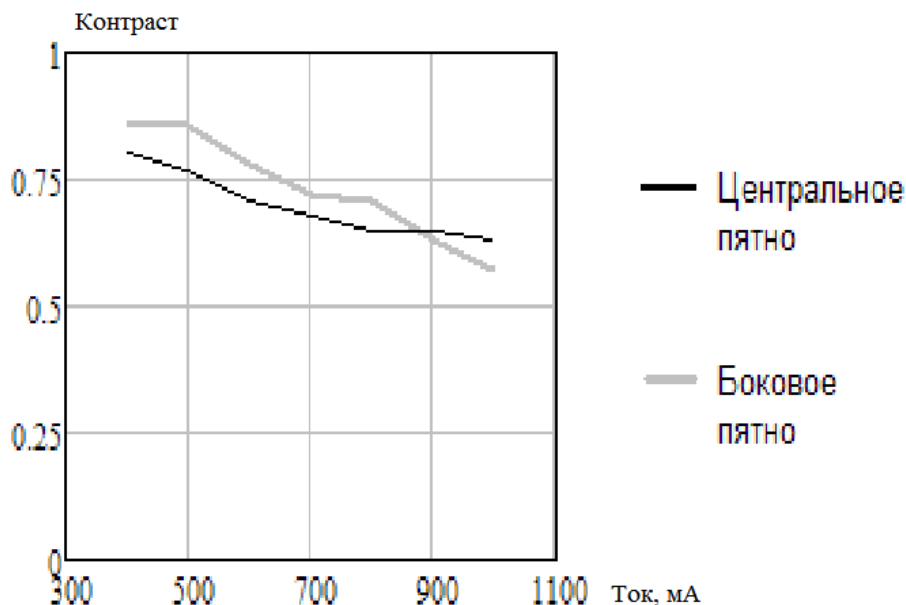


Рис. 4. Степень поляризации излучения в пятнах диаграммы направленности.

В работе представлена математическая модель, описывающая формирование каналов генерации в мощных ЛД. Моделирование таких лазеров сводится к решению самосогласованной задачи, включающей в себя одновременное решение двух кинетических уравнений для концентрации неравновесных носителей и фотонов в активной области лазера вместе с волновым уравнением для нескольких поперечных мод и каналов в лазерном резонаторе. Отличительной чертой данной модели является то, что в ней априорно учитывается наличие нескольких некогерентных каналов генерации, излучающих на различных и не связанных между собой по фазе частотах.

Таким образом, в данной работе мы продемонстрировали связь между медленной деградацией мощных полупроводниковых инжекционных лазеров (ИЛ) с квантовой ямой и их спектрами, ДН и поляризацией излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.С. Тарасов // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №. 8. С. 661.
2. В.В. Безотосный и др. // ФТП. 2008. Т. 42. №. 3. С. 357.
3. А.В. Лютецкий и др. // ФТП. 2009. Т. 43, № 12. С. 1646.
4. O.I. Koval , A.G. Rzhanov, G.A. Solovyev // Physics of Wave Phenomena. 2013. V. 21. No. 4. P. 287.
5. А.С. Ларькин, Г.В. Белокопытов // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 22. С. 62.

Спектральные, пространственно-энергетические и поляризационные характеристики лазерных диодов с длиной волны генерации 530 нм

В.В. Близнюк¹, Березовская Н.В.¹, В.А. Паршин¹, И.С. Гадаев¹, О.И. Коваль¹,
А.Г. Ржанов², Г.А. Соловьёв¹

¹НИУ «МЭИ»

²Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
rjanov@mail.ru

В последнее десятилетие наблюдается стремительное расширение парка лазерных диодов на квантоворазмерных гетероструктурах (ЛД). При этом особое внимание уделяется прогнозированию срока службы ЛД путем исследований временных зависимостей их энергетических и спектральных характеристик. Гораздо реже с этой целью анализируются их поляризационные характеристики и параметры – поляризационная индикатриса, состояние и степень поляризации лазерного излучения. В то же время наряду с когерентностью и энергетической яркостью поляризация является одним из фундаментальных свойств лазерного излучения. Лазерные поляризационные параметры зависят от многих факторов, в первую очередь, от параметров используемого резонатора, а также от свойств и состояния активной среды. Поэтому, контролируя состояние поляризации лазерного излучения, можно наблюдать за процессами, протекающими в гетероструктуре лазера, в том числе, и за процессом ее деградации.

Ранее нами было установлено, что именно поляризационные характеристики являются наиболее чувствительными к изменениям гетероструктуры ЛД, и это позволяет определять минимальное время наработки одномодовых ЛД (своего рода «временной порог деградации»), при котором начинает проявляться их деградация [1]. В качестве поляризационного параметра использовался контраст мощностей в двух ортогональных направлениях, под которым, согласно [2], понимается отношение разностей максимальной и минимальной мощности излучения, проходящего через линейный поляризатор, к их сумме. Установлено, что по мере деградации ЛД за 5000 часов работы контраст их мощности уменьшался с 0,98 до 0,85 [3], причем уменьшение контраста начиналось после 500 часов наработки. В то же время мощность излучения одномодовых ЛД начинала уменьшаться только через 1500 – 1600 часов их эксплуатации. Приблизительно через такое же время начинали проявляться изменения спектральных характеристик ЛД.

Особенностью исследованных в данной работе одномодовых ЛД с длиной волны генерации 0,530 нм является крайне малый (около 1°) угол расходимости излучения, что позволило при измерениях контраста использовать методику, предложенную в [4]. Время наработки ЛД не превышало 20 часов, то есть было существенно меньше «временного порога деградации» ЛД, исследованных в [3]. Экспериментально установлено, что контрасты мощности излучения ЛД варьируются от 0,52 до 0,85. Это указывает на низкую степень линейной поляризации их излучения. Согласно [3], такие значения контраста мощности имеют сильно деградировавшие ЛД. Вместе с тем, мощность излучения ЛД соответствовала паспортным данным.

Учитывая неоднозначность результатов измерений поляризационных и энергетических параметров излучения ЛД с точки зрения оценки состояния гетероструктуры ЛД, генерирующих на длине волны 0,53 мкм, особое внимание было уделено измерениям спектра излучения.

На рис. 1 и рис. 2 приведены спектры излучения двух одномодовых ЛД с разными контрастами мощности излучения.

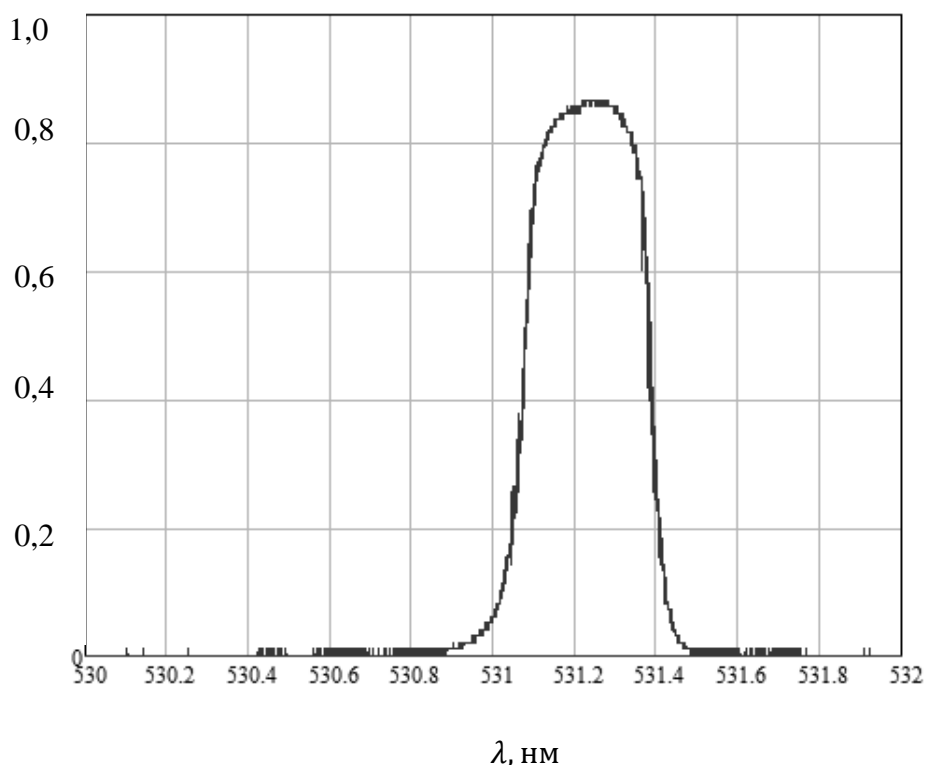


Рис. 1. Нормированный спектр излучения ЛД с контрастом 0,85

Видно, что спектр излучения ЛД с более высоким контрастом имеет вид, характерный для одномодовых ЛД. Спектр же излучения ЛД с контрастом 0,58 имеет три максимума. Согласно проведенным ранее исследованиям одномодовых ЛД это указывает на нарушение гетероструктуры, характерное для сильно деградировавшего лазера.

Наряду с исследованиями параметров излучения ЛД с длиной волны излучения 530 нм, проводились исследования спектральных, пространственно-энергетических и поляризационных характеристик излучения ЛД с длиной волны генерации 650 нм и временем наработки не более 30 часов. Интерес к таким исследованиям был вызван тем, что контраст мощности излучения ЛД был практически равен единице (варьировался от 0,992 до 0,997) и не имел угловой зависимости. Установлено, что спектры излучения этих ЛД имеют тот же вид, как и спектры излучения одномодовых ЛД, а мощность излучения соответствует паспортным данным. Согласно [3], в таком случае срок службы ЛД достигает 4000 часов, после чего контраст становится меньше 0,9. Таким образом, показано, что только комплексное измерение основных параметров излучения ЛД позволяет получить достаточную информацию о состоянии их гетероструктуры.

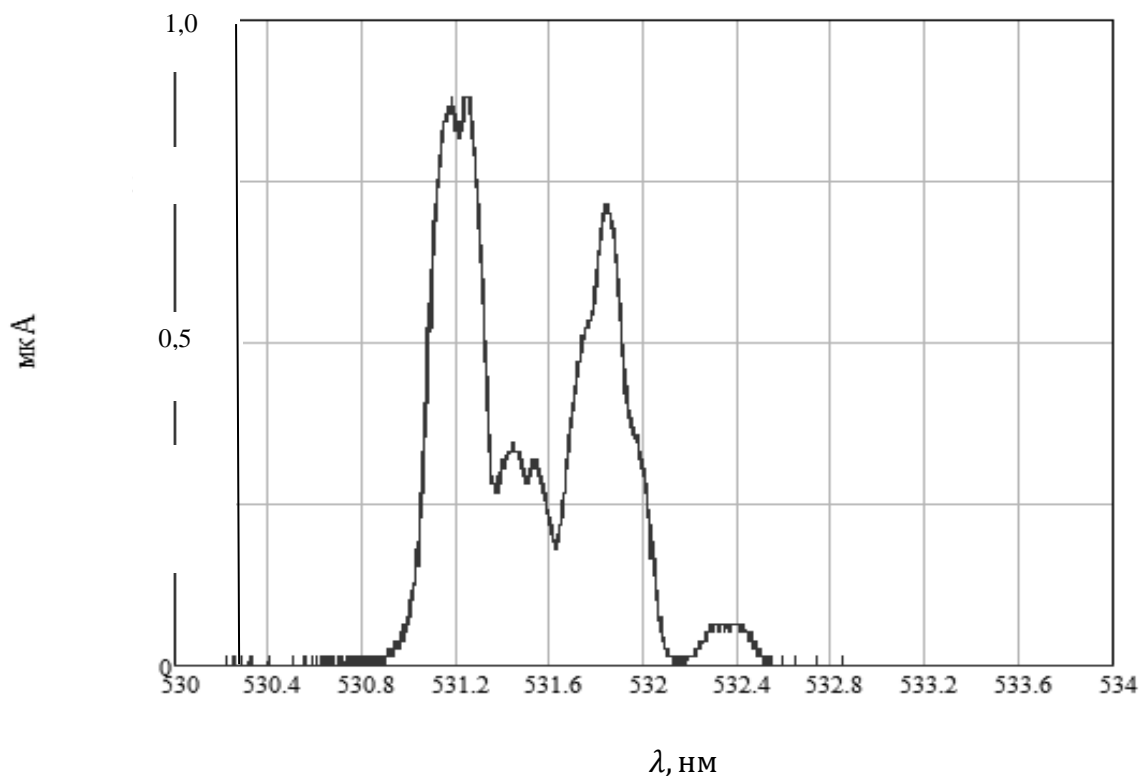


Рис.2. Нормированный спектр излучения ЛД с контрастом 0,53

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Близнюк и др. // Сборник докладов 20-ой международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация - 2010». Т.1. СПб: Изд-во политехн.ун-та, 2010. С.161.
2. В.С. Иванов и др. «Фотометрия и радиометрия оптического излучения». Книга 3. Москва. 2002.
3. Н.В. Березовская и др. // Сборник докладов 24-ой международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация - 2014», Т.1. СПб: Изд-во политехн.ун-та, 2014. С. 30.
4. Н.В. Дьячков, А.П. Богатов // Квантовая электроника. 2011. Т.41, №10, С. 869.

Квантовые блуждания и генерация фотонных пар в закрученных массивах волноводов

Д.Н. Вавулин¹, А.А. Сухоруков²

¹Университет ИТМО

²Австралийский национальный университет

dima-vavulin@mail.ru

Квантовые блуждания, в которых участвуют несколько частиц, могут быть использованы для реализации квантовых алгоритмов, которые могут работать быстрее, чем их классические аналоги [1]. Особый интерес представляют квантовые блуждания, в которых взаимодействие нескольких частиц может быть использовано для реализации различных типов моделирования, включая поиск по базе данных [2]. Квантовые блуждания фотонов могут быть реализованы в массивах связанных волноводов. В частности, когерентные квантовые явления потенциально могут быть смоделированы в массивах волноводов с замкнутыми граничными условиями [3]. Недавно, в фотонно-кристаллическом волокне был продемонстрирован новый тип связанных волноводов с закрученной геометрией [4]. В данной работе мы исследуем влияние закручивания на квантовые блуждания фотонов.

Мы рассматриваем массив близко расположенных оптических волноводов, которые закручены вокруг центральной оси вдоль направления распространения. Подобная структура, состоящая из трех волноводов, схематически изображена на Рис. 1 (а). Мы выводим уравнение типа уравнения Шрёдингера для двухфотонной волновой функции, учитывая волноводный изгиб через появление дополнительной фазы в коэффициентах связи [5]:

$$i \frac{d\Psi_{n_s, n_i}}{dz} = -C(\exp[i\Delta\phi]\Psi_{n_s-1, n_i} + \exp[i\Delta\phi]\Psi_{n_s, n_i-1} + \exp[-i\Delta\phi]\Psi_{n_s+1, n_i} + \exp[-i\Delta\phi]\Psi_{n_s, n_i+1}), \quad (1)$$

где n_s , n_i - номера волноводов для сигнальной и холостой волн, z - ось распространения вдоль массива волноводов, C - коэффициент связи, $\Delta\phi = \omega d\chi/dz$ - дополнительная фаза, ω - частота, $d\chi/dz$ - угол наклона волновода.

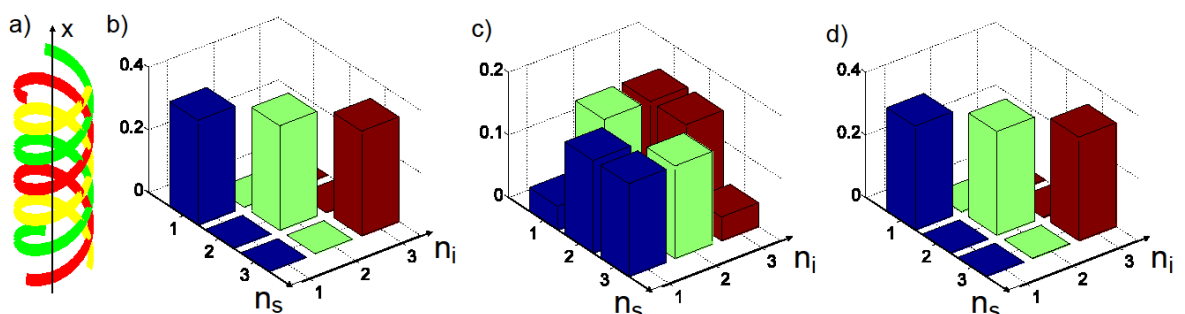


Рис. 1. (а) Схема связанных закрученных волноводов. (b-d) Двухфотонные корреляции ($|\Psi|^2$) между различными волноводами при (b) $z = 0$, (c) $z = L/2$, (d) $z = L$.

Мы приводим пример эволюции квантового двухфотонного состояния на Рис. 1 (b-d). Мы рассматриваем условия на входе в виде перепутанного состояния Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР), в котором два фотона присутствуют вместе с равной вероятностью в любом из волноводов, но фотоны не могут находиться в различных волноводах, как показано на графике корреляции на Рис. 1 (b). По мере того, как состояние эволюционирует, корреляционные свойства могут быть обращены, и фотоны

наиболее вероятно появятся в различных волноводах после определенной дистанции распространения, что показано на Рис. 1 (с). Интересно, что при дальнейшем распространении начальное состояние может быть почти точно восстановлено, Рис. 1 (d). Эти особенности можно контролировать, изменяя угол закручивания волноводов.

Мы также анализируем интегрированную генерацию фотонов и квантовые блуждания [6], реализованную через спонтанное четырёхволновое смешение (СЧВС) в оптических волокнах. Такая система может быть дополнительно адаптирована для получения запутанных состояний с оптическим угловым моментом, которые имеют приложения для квантовых коммуникаций и визуализации.

В данном случае, эволюция амплитуды накачки описывается уравнением:

$$i \frac{dE_n}{dz} + C(\omega)(\exp[-i\Delta\varphi]E_{n+1} + \exp[i\Delta\varphi]E_{n-1}) = 0, \quad (2)$$

а уравнение для двухфотонной волновой функции принимает вид:

$$i \frac{d\Psi_{n_s, n_i}}{dz} = -C(\exp[i\Delta\varphi]\Psi_{n_s-1, n_i} + \exp[i\Delta\varphi]\Psi_{n_s, n_i-1} + \exp[-i\Delta\varphi]\Psi_{n_s+1, n_i} + \exp[-i\Delta\varphi]\Psi_{n_s, n_i+1}) + i\gamma E_{n_s}^{(p)}(z)E_{n_i}^{(p)}(z)\delta_{n_s, n_i} \exp[i\Delta\beta^{(0)}z] \quad (3)$$

где $\Delta\beta$ - фазовое рассогласование, γ - коэффициент нелинейности, δ - Символ Кронекера.

На Рис. 2 изображены двухфотонные корреляции ($|\Psi_{n_s, n_i}|^2$), для такой же структуры, как и на Рис. 1, но в случае генерации фотонов от СЧВС из-за накачки внутри массива. (a) $z = 0$, (b) $z = 0,375 L$, (с) $z = 0,604 L$. При $z = 0$ (a) в массиве нет фотонов. На некотором расстоянии (b), сгенерированные фотоны наиболее вероятно будут сгруппированы: появляются в одних и тех же волноводах. На дистанции (с) фотоны анти-группированы: появляются в различных волноводах. Эти особенности можно контролировать с помощью угла закручивания волноводов и профиля амплитуды накачки на входе.

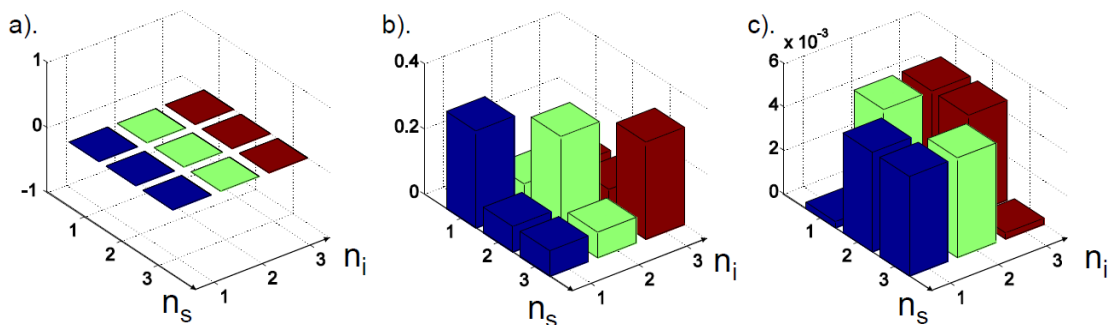


Рис. 2. (a-c) Двухфотонные корреляции ($|\Psi|^2$) между различными волноводами при генерации фотонов через эффект СЧВС для (a) $z = 0$, (b) $z = 0,375 L$, (с) $z = 0,604 L$.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.F. Jonathan et al. // Nature 2012. V. 484. 47–48.
2. C.S. Hamilton et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113, 083602-5.
3. J.O. Owens et al. // New J. Phys. 2011. V. 13, 075003-13.
4. X.M. Xi et al. // Optica. 2014. V. 1. 165-169.
5. I.L. Garanovich et al. // Phys. Rep. 2012. V. 518. 1-79.
6. D.M. Markin et al. // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. 063814-5.

Взаимодействие пробного оптического сигнала с квазипериодической последовательностью мощных импульсов накачки

Т.А. Войтова¹, А.В. Юлин¹, А.П. Сухоруков²

¹Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
t.voytova@phoi.ifmo.ru

В настоящее время особый интерес представляют высокоскоростные способы передачи и обработки данных, в этом направлении особую роль играют полностью оптические методы управления распространением лазерного излучения. В частности, в работах [1-4] рассмотрены особенности дифракции оптического излучения на периодических неоднородностях показателя преломления, наведенных в нелинейных средах. Ранее нами были исследованы особенности распространения сигнального лазерного импульса на бегущей индуцированной решетке показателя преломления, созданной бигармоническим опорным импульсом [5-7]. Было показано, что в зависимости от параметров взаимодействующих импульсов, возможно наблюдение ряда эффектов: мультиплексирование одиночного сигнального импульса при небольшой глубине модуляции; захват сигнала одним из импульсов накачки в параметрический солитон, распространяющийся вдоль образца без изменения длительности, подавление дисперсионного расплывания сигнального импульса, управление групповой скоростью распространения сигнала посредством неоднородной по амплитуде индуцированной решетки. Целью настоящей работы является изучение динамики взаимодействия пробного импульса с двумя периодическими последовательностями импульсов на близких опорных частотах.

Рассмотрим в среде с квадратичной нелинейностью взаимодействие волн двух мощных импульсов на близких опорных частотах ω_{11} и ω_{12} , распространяющихся с различными групповыми скоростями, и слабого сигнального импульса, имеющего несущую частоту ω_2 . Посредством нелинейных процессов в среде возбуждаются волны на суммарных частотах $\omega_{31} = \omega_{11} + \omega_2$ и $\omega_{32} = \omega_{12} + \omega_2$. Пренебрежем влиянием слабых сигнальной и суммарных волн на высокоинтенсивную накачку. С учетом приближения большой дисперсионной расстройки волновых векторов между накачкой и пробной волной, можно получить уравнение для огибающей пробного импульса в следующем виде:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + v_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = ik_2 n_{nl} A_2, \quad (1)$$

где $n_{nl} = - \left[\frac{\gamma_2 \gamma_{31}}{k_2 \Delta k_1} |A_{11}(\tau)|^2 + \frac{\gamma_2 \gamma_{32}}{k_2 \Delta k_2} |A_{12}(\tau)|^2 \right]$ - профиль эффективного коэффициента преломления созданного волной накачки для пробного сигнала, z - продольная координата; $\tau = t - z/u_{11}$ - бегущее время; $u_j = (\partial k_j / \partial \omega_j)^{-1}$ - групповая скорость; $v_j = u_j^{-1} - u_{11}^{-1}$ - расстройка обратных групповых скоростей; $D_j = 1/2 \partial^2 \omega_j / \partial k_j^2$ - коэффициент дисперсии второго порядка; γ_j - коэффициент нелинейности; $\Delta k_i = k(\omega_{1i}) + k(\omega_2) - k(\omega_{3i})$ - расстройка волновых векторов.

При распространении сигнального импульса вдоль такой индуцированной решетки показателя преломления, происходит его рассеяние на динамической структуре, представляющей собой повторяющуюся последовательность импульсов, период которой изменяется по мере распространения вдоль среды. В приближении стационарной индуцированной неоднородности (когда разница групповых скоростей волн накачки мала по сравнению с расстройкой групповых скоростей между сигнальным импульсом и опорными: $v_{12} \ll v_{21}$) профиль индуцированной неоднородности будет определяться параметром $t_{pump} = \tau_2 - \tau_1$, представляющим собой время отставания решеток друг от друга. В работе показано, что взаимное расположение импульсов первой и второй накачек влияет на прозрачность среды для пробного импульса. На рис.1 приведены профили индуцированных решеток и дисперсионные кривые для различных t_{pump} .

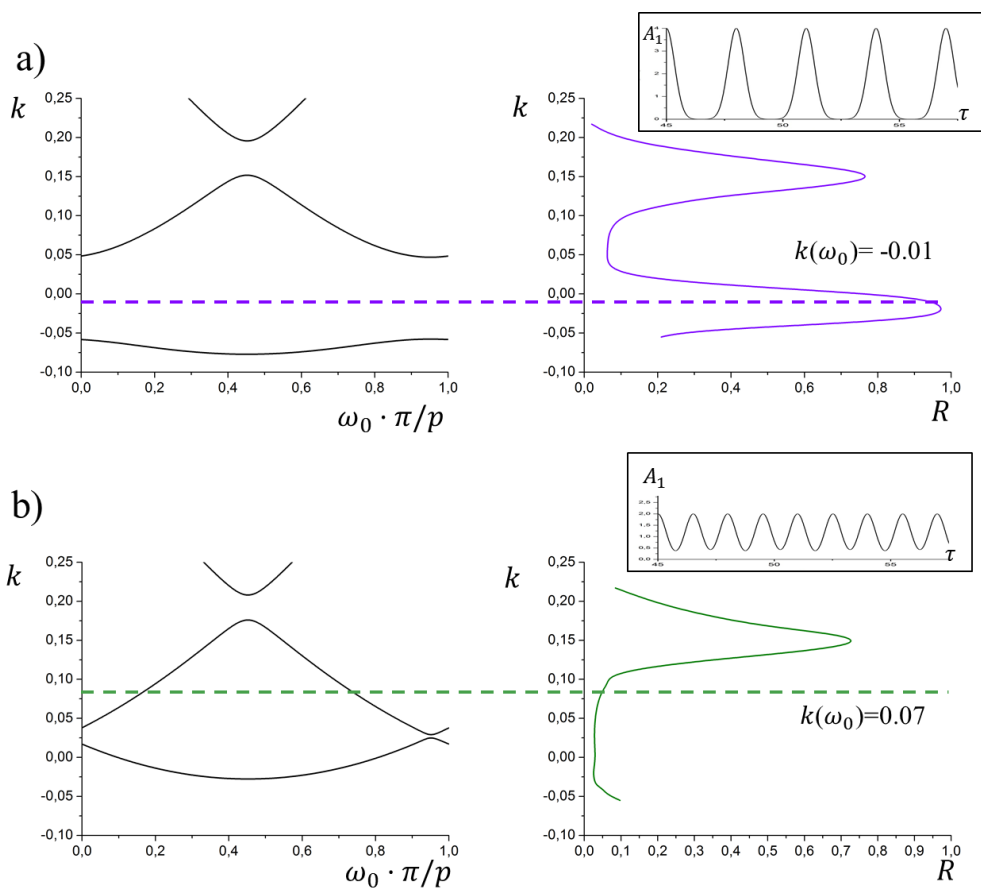


Рис. 1. Дисперсионные кривые для индуцированной решетки (слева) и зависимость коэффициента отражения от волнового вектора (справа) для параметров: а) $t_{pump} / p = 0$; б) $t_{pump} / p = 0.5$. На вставке приведены профили решетки показателя преломления. $T_{11} = T_{12} = 0.5$, $p = 3$, $v_{21} = 0.01$, $T_2 = 15.0$, $\gamma_2 = \gamma_3 = 2.5$.

Если $t_{pump} = np$, суб-импульсы двух решеток накладываются друг на друга, на дисперсионной диаграмме появляются области запрещенных волновых векторов, коэффициент отражения для которых практически равен единице, что показано на рис.1а. В случае $t_{pump} = (n + 1/2)p$, период наведенной неоднородности показателя преломления уменьшается в 2 раза, глубина модуляции показателя преломления также

в 2 раза меньше, чем при $t_{pump} = np$. Запрещенные зоны дисперсионной характеристики становятся более узкими (рис. 1b). Таким образом, существует диапазон волновых векторов, при котором сигнальный импульс хорошо отражается от решетки импульсов накачки при $t_{pump}/p=0$ и слабо отражается при $t_{pump}/p=0.5$. При $k=0.07$ сигнальный импульс оказывается в разрешенной зоне при любых параметрах t_{pump} , что соответствует слабому отражению во всем диапазоне времен отставания, при $k=-0.01$ сигнальный импульс распространяется с волновым вектором, попадающим в область запрещенных частот для определенных времен задержки.

Также было исследовано распространение сигнального импульса в рамках динамической модели наведенной решетки показателя преломления, учитывающей изменение профиля неоднородности по мере распространения сигнала вдоль структуры. При этом период и глубина модуляции неоднородности показателя преломления для сигнала изменяется по мере его распространения вдоль среды, что отражается на соответствующем сдвиге границ запрещенных зон. Следствием чего является возможность расщепления единичного сигнального импульса на последовательность суб-импульсов после прохождения области неоднородности (волновой вектор сигнального импульса попеременно попадает в область в область запрещенных и разрешенных зон). Следовательно, изменяя расстройку групповых скоростей решеток накачки посредством варьирования опорных частот, можно получать различное количество суб-импульсов на сигнальной частоте после прохождения области неоднородности.

Таким образом, нами исследовано взаимодействие мощных лазерных импульсов на близких опорных частотах с слабым сигнальным импульсом в среде с квадратичной нелинейностью. Рассмотрена модель стационарной индуцированной неоднородности, продемонстрировано наличие границ запрещенных зон для сигнального импульса, изучена их динамика в зависимости от взаимного расположения импульсов первой и второй накачек. Также показано, что учет нестационарности решетки влияет на интенсивность и форму профиля сигнального импульса после рассеяния на решетке. Продемонстрирована возможность управлением оптическим излучением посредством изменения параметров среды и взаимодействующих импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Kurizki, A. Kozhekin, T. Opatrny, V. Malomed // Progress in Optics. 2001. V.42. Pp. 93-140.
2. А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1779-1782.
3. T. Pertsch et al. // Optics Letters. 2005. V. 30. № 2. Pp. 177-179.
4. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. P. 033809.
5. А.П. Сухоруков, Т.А. Войтова, В.Е. Лобанов, А.Н. Бугай, С.В. Сазонов // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. №3. С. 350.
6. Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 12. С. 1796.

Спиральные пучки: их свойства и применение

В.Г. Волостников

*Самарский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки
Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук
coherent@fian.smr.ru*

Классические гауссовы пучки - это световые поля, структура которых в поперечном сечении описывается функциями “Эрмита-Гаусса (ЭГ) и Лагерра-Гаусса (ЛГ). Такие пучки, являясь параксиальным приближением реальных световых полей, хорошо описывают свойства многих лазерных световых пучков и собственные типы колебаний устойчивых открытых резонаторов.

Однако, за последние 10-15 лет получен ряд результатов, касающихся, во-первых, новых свойств уже известных пучков ЭГ и ЛГ и, во-вторых, найдены новые семейства лазерных пучков, являющиеся модами некоторых резонаторов и заслуживающие самостоятельного рассмотрения, в частности, т.н. спиральные пучки. Получен также ряд новых результатов, касающихся различных свойств световых пучков: ротора вектора потока световой энергии, углового момента и ряда других.

В первой части лекции перечислены основные вопросы, являющиеся предметом изложения. Приводятся необходимые результаты волновой оптики и основ теории дифракции. Здесь же представлены результаты по т.н. фазовой проблеме в оптике, что необходимо для последовательного изложения оптики спиральных пучков.

Во второй части лекции описана оптика т.н. гауссовых пучков - пучков Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса. Эти световые поля сохраняют свою структуру при распространении и фокусировке и являются традиционным инструментарием при исследовании свойств линзовых волноводов, резонаторов и квадратичных сред.

В третьей части исследуется поведение гауссовых пучков при астигматических воздействиях. Теоретически показано, что определенные астигматические оптические системы осуществляют взаимное преобразование пучков ЭГ и ЛГ. Доказана общая теорема о пучках, структурно устойчивых к астигматизму, а именно: пучки, структурно устойчивые к астигматизму одного вида, преобразуются в радиально симметричное по интенсивности при астигматическом воздействии, повернутом относительно исходного на угол 45 град. Найден и реализован экспериментально параметрический класс световых полей - обобщенных пучков ЭЛГ, описываемый полной системой ортогональных функций, зависящих от параметра, причем известные пучки ЭГ и ЛГ являются его частными представителями. Приводится описание оптических схем, реализующих преобразование пучков ЭГ в пучки ЛГ и результаты соответствующих экспериментов.

В четвертой части лекции излагаются свойства вектора потока световой энергии. Показано, что поле потока световой энергии в общем случае имеет вихревую компоненту и, соответственно, ненулевой ротор. Найдена интегральная связь между ротором и угловым моментом светового поля. Доказано свойство сохранения ротора при распространении светового поля и его связь с фазовыми сингулярностями.

В пятой части лекции в параксиальном приближении ставится и решается задача поиска световых полей, сохраняющих свою структуру при распространении и фокусировке с точностью до масштаба и вращения. Приводится полное описание таких световых полей, названных спиральными пучками, законы их распространения и вращения.

Рассмотрена связь спиральных пучков с квантовой механикой. Показано, что спиральные пучки являются модами специфических резонаторов с вращением поля. Описаны способы экспериментальной реализации спиральных пучков.

Следующая часть лекции посвящена методам синтеза структурно устойчивых при распространении световых полей с заданным распределением интенсивности. На основе оптики спиральных пучков получены световые поля, распределение интенсивности которых имеет форму произвольной плоской кривой. Исследованы свойства спиральных пучков для замкнутых кривых. Установлено, что такие пучки проявляют характерные свойства квантования: во-первых, распределение интенсивности претерпевает радикальное изменение при преобразованиях подобия соответствующей кривой и обладает формой этой кривой лишь при определенных значениях коэффициента подобия; во-вторых, для этих же значений коэффициента подобия площадь под кривой пучка связана с гауссовым параметром определенным целочисленным соотношением, при этом число фазовых сингулярностей спирального пучка внутри кривой также квантуется и их число определяется только площадью внутри кривой, но не ее формой. Данное свойство дало возможность разработать принципиально новый подход к обработке контурных изображений. Способ даёт возможность быстрого распознавания контурных изображений независимо от их масштаба и поворота.

В заключительной части лекции приводятся результаты приложения оптики спиральных пучков к задаче синтеза фазовых дифракционных оптических элементов для фокусировки светового поля в плоскую кривую и двумерную область заданной формы.

Предложен новый итеративный метод для решения этой задачи. Метод основан на использовании фазового распределения спирального пучка в ближней зоне и его распределения интенсивности в дальней зоне в качестве начальных приближений при синтезе соответствующих фазовых дифракционных оптических элементов.

Приведены результаты численных и натуральных экспериментов по синтезу световых полей заданной формы [1].

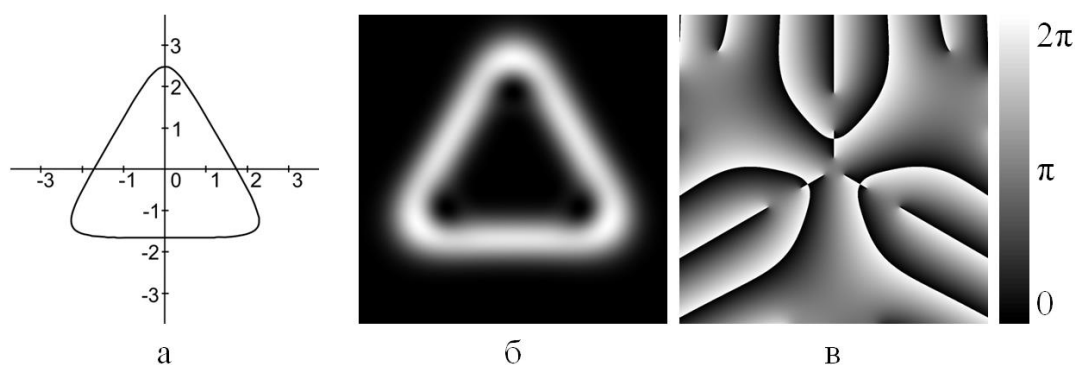


Рис. 1. Порождающая кривая, распределение интенсивности и фазы некоторого спирального пучка

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Волостников “Методы анализа и синтеза когерентных световых полей” М.: Наука, 2014.

Распространение поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл-диэлектрик с тепловой оптической нелинейностью

Л.Н. Григорьева, Г.А. Князев

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова Москва, Россия

ln.grigorjeva@physics.msu.ru

Большой интерес представляет применение явления изменения показателя преломления оптических материалов при слабом возмущении температуры среды для создания устройств управления световым излучением. На сегодняшний день существует ряд оптоэлектронных устройств, работа которых основана на тепловой нелинейности показателя преломления [1,2]. Такой эффект возникает в средах с тепловой нелинейностью, при условии создания оптической неоднородности мощной волной накачки. Тепловая нелинейность, как правило, является дефокусирующим видом нелинейности, поэтому при нагреве среды волной накачки показатель преломления уменьшается, что позволяет использовать созданный градиент показателя преломления для различных целей. К примеру, создавая локальный минимум показателя преломления, можно использовать эффект полного внутреннего отражения для различных целей.

Как известно, эффект полного внутреннего отражения заключается в том, что при падении из области с более низким показателем преломления в область с более высоким показателем преломления при угле, большем критического, волна претерпевает полное отражение в исходную среду. Критический угол вычисляется по формуле:

$$\theta_{кр} = \sqrt{2(n_2(d) - n_2(0))/n_{20}} = \sqrt{2(\Delta n_2(d) - \Delta n_2(0))/n_{20}} \quad [5]$$

Особенностью сред с тепловой оптической нелинейностью является нелокальность и инерционность, это позволяет создать ряд оригинальных оптоэлектронных устройств. Необходимо отметить, что основным недостатком устройств на основе тепловой нелинейности является их низкое быстродействие. Для повышения скорости их работы необходимо применять материалы с высокой теплопроводностью и уменьшать размеры нелинейной среды. Поэтому перспективным является исследование взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл-диэлектрик с тепловой оптической нелинейностью. Благодаря тому, что энергия поверхностного плазмон-поляритона локализуется в области размером около нескольких микрометров, скорость переключения устройств на основе тепловой нелинейности может достигать 10 нс [4].

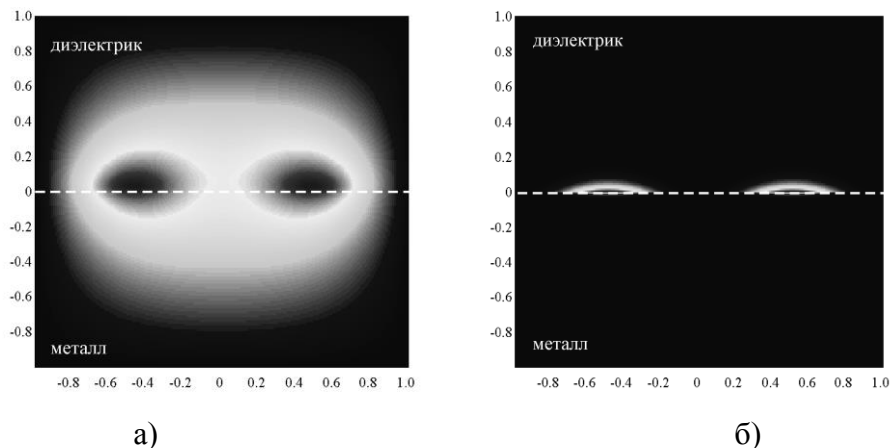


Рис. 1. Распределение температуры (а) и профиль плазмон-поляритонных пучков накачки на границы металл-(б)

Данная работа посвящена исследованию сред с тепловой дефокусирующей нелинейностью, граничащих с материалом с высокой теплопроводностью - металлом. В ходе исследования были изучены свойства сред с тепловой нелинейностью, смоделирован волновод на границе двух сред, где одна из них обладает тепловой нелинейностью, рассмотрена возможность распространения различных типов волн по такому волноводу. Суть рассмотренной в работе модели такова: два параллельных плазмон-поляритонных пучка накачки на небольшом расстоянии друг от друга формируются на границе металл-диэлектрик. В качестве таких пучков предлагается рассмотреть плазмонные пучки инфракрасного диапазона, который выбран исходя из того, что в этом диапазоне поверхностные плазмон-поляритоны обладают малым затуханием и могут распространяться на расстояния свыше 10 см. В настоящей работе изучены условия создания стационарного волновода данной конфигурации, в заключение обсуждается возможность распространения излучения в индуцированном волноводе.

Следует отметить, что формирование стационарного индуцированного волновода в среде с тепловой дефокусирующей нелинейностью в случае объемных пучков невозможно, так как в случае трубчатого пучка накачки локальный максимум показателя преломления на оси пучка исчезает из-за тепловой диффузии [3,4]. Однако в случае поверхностных плазмон-поляритонов достаточно ограничить сигнальную волну лишь по одной координате при помощи двух параллельных пучков накачки [3]. Для описания процессов распределения тепла было численно решено следующее уравнение:

$$\operatorname{div}(\chi(x)\operatorname{grad}(T(x, y))) = \delta(x, y), \quad (1)$$

где $\chi(x)$ — коэффициент теплопроводности, δ — коэффициент поглощения оптического излучения поверхностной волны, $I(x, y)$ — интенсивность пучков накачки. Изменение температуры вдоль направления распространения плазмонных пучков не учитывалось, так как предполагалось, что самовоздействие и затухание не велико и интенсивность пучков накачки слабо меняется по координате z . При этом распределение накачки соответствовало двум параллельным плазмон-поляритонным пучкам:

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(-\left((x - a/2)^2 + (x + a/2)^2\right)/\Delta x^2\right) \exp(-\gamma(y)|y|), \quad (2)$$

где a — расстояние между пучками накачки, Δx — ширина плазмонных пучков накачки, $\gamma(y)$ — глубина локализации поверхностных волн в металле и в диэлектрике.

На рисунке 1 представлено распределение тепла в сечении системы, ортогональном направлению распространения света. Можно видеть, что на границе металл-диэлектрик с тепловой нелинейностью наблюдается локальный минимум температуры между пучками накачки. Благодаря тому, что показатель преломления убывает с ростом температуры, можно утверждать, что на поверхности раздела металл-диэлектрик сформирован волноводный канал для поверхностного плазмон-поляритона.

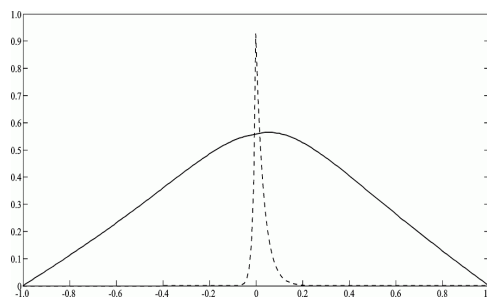


Рис. 2. Смещение максимума температуры вглубь диэлектрика (сплошная линия — распределение температуры, штриховая — сечение профиля пучка накачки)

Если оптическая волна имеет ТМ поляризацию, то она может быть преобразована в поверхностный плазмон-поляритон, который будет распространяться на границе металл-диэлектрик внутри индуцированного волновода. Из-за сильного различия коэффициента теплопроводности металла и диэлектрика максимум температуры немного смещается от границы металл-диэлектрик вглубь диэлектрика. Это явление иллюстрирует распределение температуры вдоль направления ортогонального к границе раздела и проходящего на равном расстоянии от пучков накачки на рисунке 2. Таким образом, над поверхностью металла формируется волноводный канал, который позволит и ТЕ волне распространяться вблизи поверхности металла.

Таким образом, при распространении света в среде с тепловой дефокусирующей нелинейностью вблизи нагретой поверхности металла может наблюдаться захват излучения как ТМ, так и ТЕ поляризации в индуцированный волноводный канал.

Для изучения возможности распространения света в индуцированном волноводе была поставлена следующая задача: пусть $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon$ при $x \geq 0$ и $\varepsilon = \varepsilon_m$ при $x < 0$.

В предположении, что среда изотропна: $D = \varepsilon E$. Выполняя преобразования, для ТЕ-моды получаем:

$$\Delta E_y = \frac{1}{c^2} \varepsilon(x) \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad H_x, H_z, E_y \neq 0$$

Соответственно для ТМ-моды:

$$\Delta H_y = \frac{1}{c^2} \varepsilon(x) \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad E_x, E_z, H_y \neq 0$$

В общем случае уравнение примет вид:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x_n^2} - \frac{i}{2} \frac{\partial A}{\partial z_n} = \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon_0} A + \frac{\partial \ln(1 + \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon_0})}{\partial x_n} \frac{\partial A}{\partial x_n},$$

где $z_n = kz$, $x_n = kx$ - безразмерные координаты, $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_0}$ - волновое число, $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon$ - диэлектрическая проницаемость среды.

ЛИТЕРАТУРА

19. Micro-ring Based Planar Lightwave Circuit Devices for Optical Communications, Z. Wang University of Maryland, Baltimore County, 2009.
20. A.N. Rubinov, "Dynamics of a laser with a nonlinear TIR Q switch", *Quantum Electron*, vol. 32, no. 4, pp. 319–323, 2002.
21. G.A. Knyazev, A.P. Sukhorukov, "Interaction of optical beams in medium possessing thermal nonlinearity," *IEEE Xplore. Proceedings of 1st International Workshop on Nonlinear Photonics (NLP)*, pp.1,2, 6-8 Sept. Kharkov, Ukraine, 2011
22. Л.Н. Григорьева. Исследование автоколебательных эффектов в среде с тепловой нелинейностью. *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*, 4:144343–1–144343–4, 2014.
- 5 V. E. Lobanov, "Nonlinear reflection of optical beams in the media of thermal nonlinearity", ISSN 1054 660X, *Laser Physics*, 2009, Vol. 19, No. 5, pp. 1112-1116.
- 6 И. М. Сопко, Г. А. Князев. Дифракция плазмонов дальнего ИК диапазона на поверхностной акустической волне. *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*, Т. 4. — С. 144331–1–144331–4, 2014

Методика детектирования различных колебательных режимов в динамике оптоволоконного лазера, легированного эрбием

М.О. Журавлев^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2}, О.И. Москаленко^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}

1 Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

2 Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

zhuravlevmo@gmail.com

В настоящее время одним из актуальных междисциплинарных направлений является исследование нелинейной динамики оптоволоконных лазеров, что подтверждается большим количеством научных работ, опубликованных по этой тематике. Тем не менее, несмотря на большое количество работ в этой области, ряд вопросов до сих пор остается нерешенным. Одним из них является изучение поведения легированного эрбием оптоволоконного лазера с модулируемым параметром, в котором, как известно, возможно сосуществование нескольких колебательных режимов, отличающихся частотой и амплитудой генерируемого излучения [1]. Воздействие флуктуаций может приводить к тому, что изначально мультистабильная система превращается в метастабильную, и в динамике системы наблюдается перемежающееся поведение, при котором происходят индуцированные шумом переключения между различными аттракторами. Это приводит, соответственно, к изменению частоты и мощности излучения лазера [1, 2]. При этом, поскольку сосуществующих режимов оказывается несколько, наблюдающиеся переключения между аттракторами приводят к перемежаемости, тип которой на настоящий момент классифицировать не удастся, поскольку характеристики перемежающегося поведения не соответствуют ни одному из известных на сегодняшний день типов перемежаемости. В связи с этим, возникает задача определения типа перемежающегося поведения, который реализуется в такой системе, так как такие исследования позволили бы значительно продвинуться в понимании процессов, приводящих к мультистабильности в легированном эрбием оптоволоконном лазере, что в свою очередь позволило бы более эффективно бороться с мультистабильностью при использовании лазеров такого типа.

Как правило, для того чтобы определить, какой тип перемежающегося поведения реализуется в исследуемой системе, определяют его статистические характеристики: зависимость средней длительности ламинарного поведения от параметра надкритичности и распределение длительностей ламинарных участков поведения при фиксированных значениях управляющих параметров. Таким образом, при исследовании перемежаемости важной проблемой является задача выделения в сигналах временных интервалов, соответствующих различным типам динамики систем, демонстрирующих перемежающееся поведение (задача о выделении ламинарных и турбулентных фаз). В настоящее время существует большое количество методов, позволяющих выделять ламинарные участки поведения. Однако, ни один из существующих методов не позволяет решить задачу, связанную с выделением характерных участков поведения, которые реализуются в легированном эрбием оптоволоконном лазере с модулируемым параметром. Таким образом, возникает необходимость создания метода, позволяющего определять, какой колебательный режим реализуется в исследуемой системе, что в свою очередь в дальнейшем позволит определить, какой тип перемежаемости реализуется в легированном эрбием оптоволоконном лазере.

В настоящей работе предложен метод определения характерных колебательных режимов в легированном эрбием оптоволоконном лазере с модулируемым параметром.

Предложенный метод основан на использовании непрерывного вейвлетного преобразования с материнским вейвлетом Морле [3] и анализе энергии вейвлетного спектра, приходящейся на соответствующий диапазон временных масштабов [4; 5]. В рамках разработанного метода над анализируемым сигналом производится непрерывное вейвлетное преобразование в определенных диапазонах временных масштабов, выбранных на основе того какие колебательные режимы могут реализовываться в исследуемой системе в отсутствие шума. Далее производится анализ, на каком из временных масштабов сконцентрирована наибольшая доля энергии вейвлетного спектра в каждый момент времени, на основе чего определяется, какой колебательный режим реализуется в исследуемой системе. Работоспособность предложенного метода иллюстрирует рисунок 1, где приведены как временная реализация анализируемого сигнала, так и временные зависимости максимумов энергий вейвлетного спектра применительно к легированному эрбием оптоволоконному лазеру, который способен демонстрировать три различных типа колебательных режима. Из рисунка 1 видно, что разработанный метод работает вполне корректно и позволяет эффективно выделять все три колебательных режима.

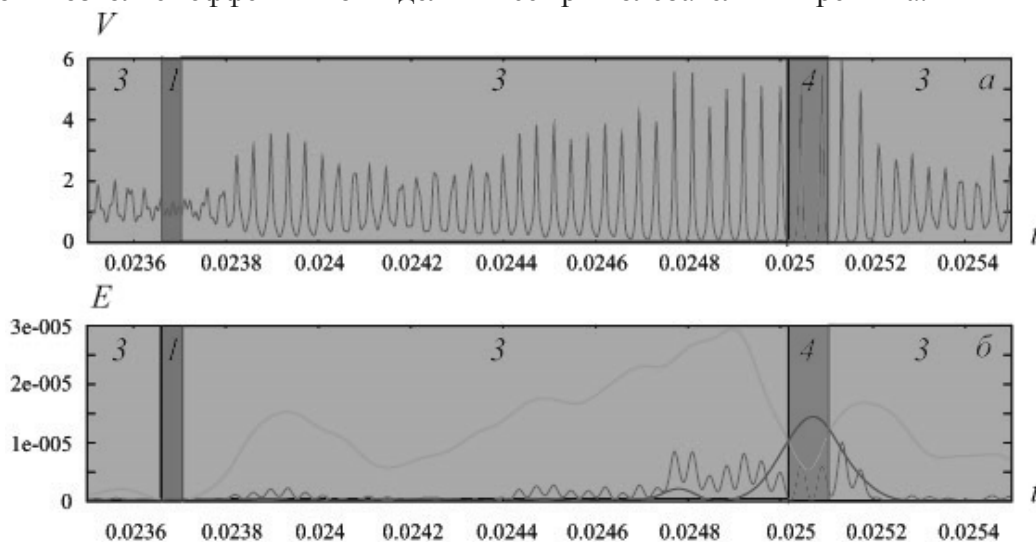


Рис. 1. Иллюстрация работы метода выделения колебательных режимов: а) зависимость анализируемого сигнала легированного эрбием оптоволоконного лазера от времени, б) зависимость максимумов энергий вейвлетного преобразования, соответствующих различным колебательным режимам, от времени.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-32-20299).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. N. Pisarchiket. et. al. // Phys. Rev. E. 86 (2012) 056219
2. A. N. Pisarchiket. et. al. // Phys. Rev.Lett. 107 (2011) 274101
3. B. Torresani, Continuous Wavelet Transform (Savoire, Paris,1995);
4. A.E Hramov. et. al. // CHAOS. 16, (2006) 043111
5. E.Yu. Sitnikova et. al. // Brainresearch. 1543, (2014) 290-299

Распространение малопериодного лазерного импульса в многоуровневой среде.

Д.Ю. Загурский

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

e-mail: zagurski@physics.msu.ru

Средствами компьютерного моделирования исследовалось распространение лазерного импульса длительностью в несколько периодов колебаний в многоуровневой среде в одномерном случае. Электромагнитное поле описывалось уравнениями Максвелла, а для описания среды использовался формализм матрицы плотности.[1,2]

$$-\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (1)$$

$$-\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (2)$$

$$D = E + 4\pi P, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho]. \quad (4)$$

\hat{H} - оператор полной энергии системы, имеющий вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - (\hat{d} \cdot E(t, z)), \quad (5)$$

где \hat{H}_0 - оператор изолированной системы, а второе слагаемое – гамильтониан взаимодействия с электромагнитным полем.

Начальная форма импульса задавалась гауссовой огибающей с гармоническим заполнением.

$$E(z) = H(z) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{a_z}\right) \cdot \cos(\omega \cdot (z - z_0)), \quad (6)$$

Спектр начального импульса сравнивался с со спектрами импульсов прошедших через среду. Исследовалось влияние ширины импульса и его абсолютной фазы на динамику взаимодействия среды с излучением.

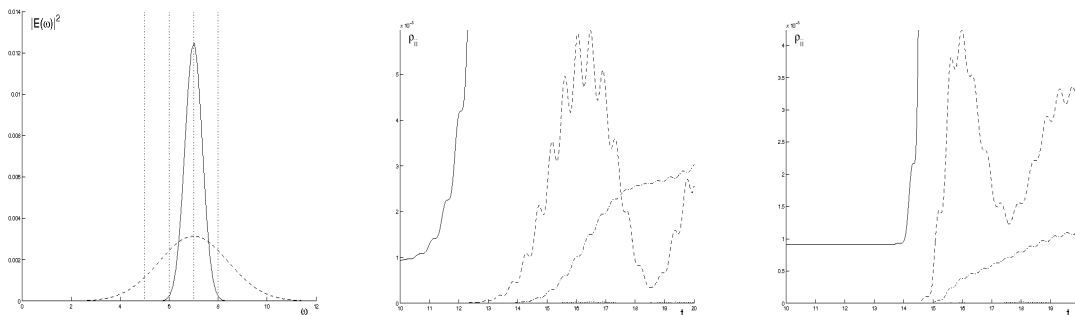


Рис. 1. Слева – сравнение начальных спектров исследованных сигналов и частоты переходов в среде (вертикальные линии). По центру – динамика населенностей второго, третьего и четвертого уровней в среде при прохождении импульса с более узким спектром. Справа – динамика при прохождении импульса с широким спектром.

В случае, когда энергетическая структура образца и форма падающего сигнала были подобраны так, что спектр импульса перекрывал только линии переходов между соседними уровнями, наблюдались последовательные переходы. Эти последовательные переходы приводили к увеличению населенности уровней, недостижимых прямым переходом в данной ситуации, а также к появлению в спектре гармоник с большей частотой, чем присутствующие в исходном импульсе. При прохождении через среду импульсов с более широким спектром, но с той же энергией, также наблюдались последовательные переходы, но временные интервалы между возрастанием заселенностей различных уровней были значительно короче. Следует отметить, что в данных условиях многофотонное поглощение отсутствовало.

При исследовании влияния абсолютной фазы в среду с пятью энергетическими уровнями посылались импульсы длительностью в четыре-пять периодов колебаний несущей волны. Фурье-спектр импульсов покрывал частоты нескольких конкурирующих переходов в среде. Было проведено моделирование для нескольких значений начальной фазы ($\varphi_0=0, \pm\pi/4, \pm\pi/2$) гармонического наполнения. Начальные спектры сигналов совпадали, однако, в спектрах прошедших импульсов наблюдались различия вблизи частот переходов. Заселенности уровней после прохождения импульсов с различной фазой также различались.

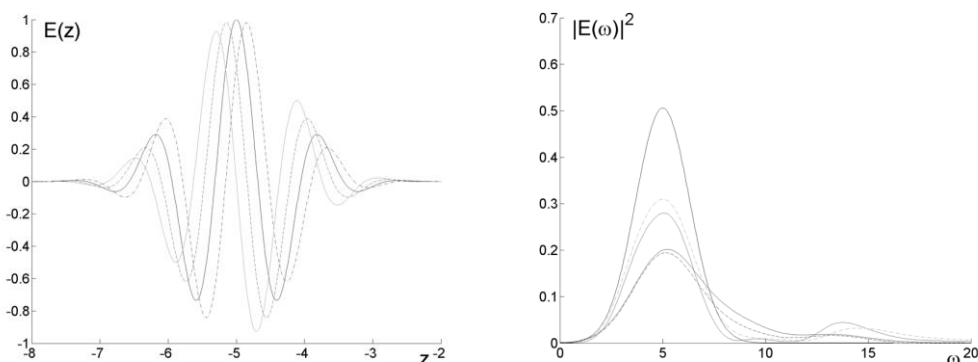


Рис. 2. Слева – начальные формы импульсов с различной фазой. Справа – сравнение начальных и конечных спектров импульсов для различных значений абсолютной фазы.

Работа была проведена при поддержке Российского Научного Фонда (грант N 14-21-00081).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.S. Letokhov, V.P. Chebotayev, Nonlinear laser spectroscopy, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1976).
2. R. Marskar, U. Osterberg, OPTICS EXPRESS, 19, 16784-16796 (2011).
3. Я.И. Ханин, Основы динамики лазеров, Москва, Наука, 1999, 368 с.
4. О. Звелто, Принципы лазеров, Москва, Мир, 1990, 560 с.

Фотонное эхо в нанокompозитах на основе квантовых точек CdSe/CdS/ZnS

К.Р. Каримуллин^{1,2,3}, М.В. Князев^{1,4}, А.В. Леонтьев³, А.В. Наумов^{1,2}

¹Институт спектроскопии Российской академии наук

²Московский педагогический государственный университет

³Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН

⁴Московский физико-технический институт (государственный университет)

kamil@isan.troitsk.ru

Полупроводниковые нанокристаллы (квантовые точки) обладают уникальными фотофизическими свойствами и в настоящее время являются объектами интенсивных научных исследований [1-3]. Стабильность излучающих свойств, высокий квантовый выход и широкий спектр поглощения в совокупности с узкими бесфононными линиями, а также возможность управления указанными параметрами в процессе синтеза квантовых точек, обуславливают интерес к этим объектам со стороны квантовой оптики, наноэлектроники, фотовольтаики, биологии и медицины. Квантовые точки уже сейчас используются в производстве эффективных солнечных батарей, светоизлучающих диодов, тонких дисплеев, в источниках одиночных фотонов и новых типах лазеров.

Одной из актуальнейших задач, связанной с использованием квантовых точек в оптике, является реализация оптической наноскопии сверхвысокого разрешения путем реконструкции люминесцентных изображений одиночных квантовых объектов, внедряемых в исследуемую матрицу [4, 5]. Методы оптической дальнеполевой наноскопии открывают возможность прямой оперативной характеристики структуры и динамики конденсированных сред с субволновым (вплоть до нанометров) пространственным разрешением, при этом имеют ряд существенных преимуществ по сравнению с различными ближнеполевыми методами и, атомно-силовой и электронной микроскопией (в частности, относительная простота экспериментальной техники, оперативный параллельный контроль за локальными характеристиками макроскопического образца, дистанционный бесконтактный контроль и возможность реализовать трехмерную диагностику [6]). В связи с этой задачей весьма важным направлением исследований является поиск и характеристика новых эффективных люминофоров – маркеров, среди которых наиболее перспективными считаются полупроводниковые нанокристаллы и квантовые точки [7, 8].

С экспериментальной точки зрения наибольший интерес вызывают исследования динамических процессов, влияющих на спектральные свойства квантовых точек: эффекты мерцания флуоресценции (блинкинг), оптическая дефазировка и спектральная диффузия. Несмотря на интенсивное изучение, понимание этих явлений до сих пор остается на довольно низком уровне. В экспериментах по спектроскопии фотонного эха динамические процессы проявляются в кинетике кривых спада сигналов фотонного эха. Параметры электрон-фононного взаимодействия органических хромофорных молекул (и экситон-фононного взаимодействия для полупроводниковых квантовых точек) с твердотельными матрицами могут быть измерены по температурным зависимостям оптической дефазировки примесных центров.

В работе выполнен обзор экспериментов по изучению динамических процессов в тонких полимерных пленках, допированных полупроводниковыми квантовыми точками, различными методами оптической спектроскопии, включая фотонное эхо. Рассматриваются теоретические модели для описания электрон-фононного и экситон-

фононного взаимодействия, ответственного за изменение фотофизических свойств полупроводникового нанокристалла. Обсуждаются результаты исследования сигналов фотонного эха в жидких растворах и полимерных пленках, допированных квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ – проекты № 15-32-21100-мол_а_вед (исследование внутренней динамики сложных молекулярных систем с ультравысоким временным разрешением методом фотонного эха); № 14-02-31627-мол_а (измерение кривых спада сигналов некогерентного фотонного эха и их зависимости от температуры и мощности лазерного облучения в широком диапазоне низких температур в образцах, допированных квантовыми точками); грантом Президента РФ № МК-2328.2014.2 (исследование характеристик электрон-фононного и экситон-фононного взаимодействия в средах с примесными органическими молекулами и квантовыми точками).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.D. Yoffe // *Advances in Physics*. 2001. V. 50. P. 1.
2. D.V. Talapin et al. // *Chemical Reviews*. 2010. V. 110. P. 389.
3. L. Novotny, N.V. Hulst, *Nature Photonics*. 2011. V. 5. P. 83.
4. *Nature Photonics*. 2009. V. 361. No. 3.
5. H. Deschout et al. // *Nature Methods*. 2014. V. 11. P. 253.
6. A.V. Naumov et al. // *The European Physical Journal D*. 2014. V. 68. No 11. P. 348.
7. А.В. Наумов // *Успехи физических наук*. 2013. Т. 183. № 6. С. 633.
8. K.R. Karimullin, A.V. Naumov // *J. Luminescence*. 2014. V. 152. P. 15.

Когерентные световые поля специального вида в прикладных задачах распознавания контурных изображений

С.А. Кишкин¹, В.Г. Волостников^{1,2}, С.П. Котова^{1,2}

¹Самарский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

²Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королева
kishkin.sergey@gmail.com

В докладе представлены последние результаты исследований, проведенные авторами в рамках прикладной задачи «машинного зрения». Рассматриваются ключевые идеи, позволяющие использовать когерентные световые поля специального вида для математического моделирования процесса распознавания изображений в рамках контурного анализа. Приведена наглядная демонстрация распознавания контуров в тестовом режиме, приближенном к реальным условиям, с учетом классической ситуации неопределенности взаимного масштаба, поворота, выбора начальной точки на контурах при влиянии шумовых эффектов естественного происхождения.

Упомянутые выше когерентные световые поля специального вида являются специфическими решениями (параболического) уравнения Леонтовича-Фока:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial F}{\partial z} \quad (1)$$

Здесь функция $F(\mathbf{r}, z)$ описывает комплексную амплитуду светового поля. Требование, накладываемое на решения этого уравнения, следующее: световое поле с такой амплитудой при распространении должно быть структурно устойчивым, распределению интенсивности разрешается изменяться только в масштабе и повороте.

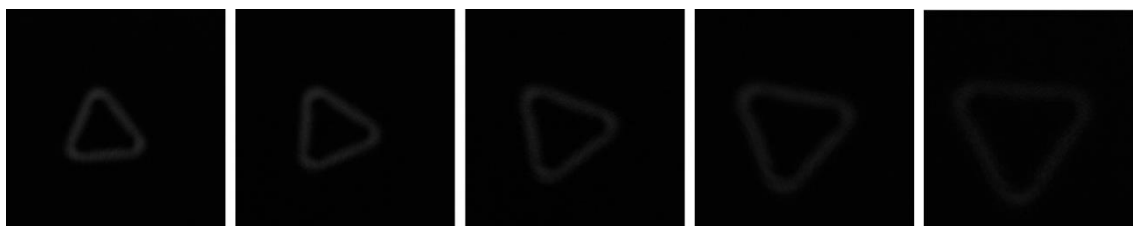


Рис. 1. Серия кадров, полученных на установке с He-Ne лазером для светового поля в форме дельтоиды

На рис. 1 приводится серия снимков, демонстрирующих процесс распространения такого светового поля в пространстве, распределение интенсивности которого внешне напоминает «треугольник»-дельтоиду. Как было выяснено одним из авторов в [1], класс таких объектов (названных спиральными пучками света), достаточно широк и «богат», в отличие от классически известных решений параболического уравнения (моды Эрмита-Гаусса и моды Лагерра-Гаусса), обобщениями которых они и являются. Проведенное в указанной монографии исследование было направлено на первичное изучение свойств этих объектов как таковых, как с физико-оптической, так и математико-теоретической точки зрения. После того, как спиральные пучки были изучены, стало возможным их прикладное применение, они уже хорошо себя зарекомендовали в задаче манипулирования микрообъектами. В докладе приводится другое направление исследований, затрагивающее возможное применение

математической модели спиральных пучков света в задаче распознавания образов на средствах вычислительной техники.

Суть формулируемого подхода заключается в следующем: в рамках контурного анализа на исследуемом изображении принято выделять контуры границ объектов (например, одним из существующих методов: фильтрами Собеля или Кэнни). После этого производится попытка тем или иным способом выяснить, соответствует ли выделенный контур некоторому другому из базы контуров-эталонов, или нет. При этом, в классических монографиях по контурному анализу, например в [2], выделяются четыре основополагающие проблемы: это неизвестное соотношение масштаба и поворота (распознаваемый контур может оказаться уменьшенным/увеличенным и/или повернутым относительно соответствующего ему эталона), неопределенность с выбором начальной точки, с которой ведется обход контура, а также неизбежное наличие шумового воздействия на изображение. Существует ряд методик, призванных бороться с этими сложностями, в докладе приводится новый подход к распознаванию, базирующийся на оптике спиральных пучков света, излагается минимально необходимая теория, демонстрируются результаты численного моделирования тестовых ситуаций, упоминаются достоинства и недоработки метода, перспективы и намеченные цели развития.

Основополагающим в работе является следующее интегральное преобразование:

$$S(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [0, T]) = \exp \left\{ \frac{-z\bar{z}}{\rho^2} \right\} \int_0^T \exp \left\{ -\frac{\zeta(t)\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{2z\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \int_0^t [\bar{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\bar{\zeta}'(\tau)] d\tau \right\} |\zeta'(t)| dt \quad (2)$$

Оно позволяет найти в явном виде комплексную амплитуду требуемого решения уравнения (1) для произвольной плоской кривой без самопересечений. На рис. 2 приводится пример «сложного» численно-промоделированного спирального пучка.

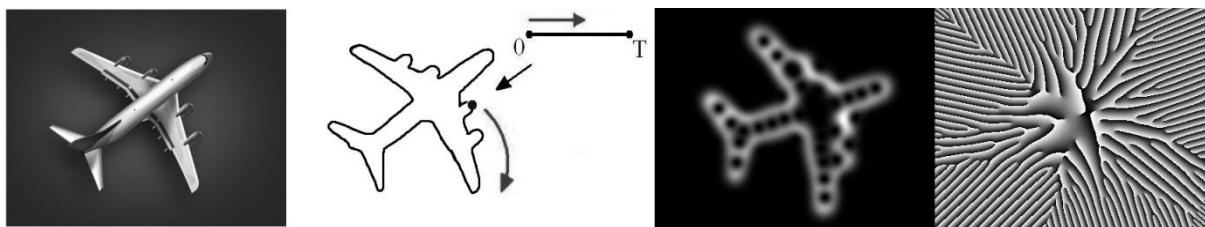


Рис. 2. Изображение, выделенный контур границы объекта, распределение интенсивности и фазы пучков

Представленный доклад является продолжением предыдущих работ авторов в этой сфере, с ними можно ознакомиться, например, в [3, 4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников “Современная оптика гауссовых пучков” М.: Физматлит, 2010.
2. Я.А. Фурман “Введение в контурный анализ, приложения к обработке изображений и сигналов” М.: Физматлит, 2003.
3. В.Г. Волостников, С.А. Кишкин, С.П. Котова // Квантовая электроника 2013. Т. 43 (7). С. 646–650.
4. В.Г. Волостников, С.А. Кишкин, С.П. Котова // Компьютерная оптика 2014. Т. 38 (3). С. 476-481.

Формирование релятивистских электронных зеркал при падении сверхмощного лазерного импульса на плазменный слой

В.В. Кулагин^{1,2}, В.Н. Корниенко², В.А. Черепенин²

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
victorvkulagin@yandex.ru

Лазерное ускорение электронов и формирование одиночных электронных сгустков активно развивается в настоящее время во многих лабораториях мира. Основным условием использования таких сгустков в приложениях является возможность контроля их параметров, таких, как длительность, заряд в сгустке, средняя энергия, разброс энергии и т.д.. Идея синхронного ускорения электронов нанопленки сверхмощным неадиабатическим лазерным импульсом была впервые предложена в [1], и затем были исследованы характеристики формирующихся релятивистских электронных сгустков [2]. При перпендикулярном падении неадиабатического лазерного импульса релятивистской интенсивности на нанопленку может происходить одновременное продольное (по отношению к оси луча лазера) смещение всех электронов нанопленки под действием продольной компоненты силы Лоренца. При достаточно большой амплитуде поля эта сила разгоняет электроны нанопленки до релятивистских скоростей. В результате может сформироваться релятивистское электронное зеркало - электронный сгусток с диаметром порядка нескольких микрон при толщине в несколько нанометров и менее. Необходимым условием формирования релятивистского электронного зеркала является превышение амплитудой лазерного импульса определенного порога, зависящего от толщины и материала нанопленки [2]. Указанная схема имеет следующие свойства: а). формируется одиночный электронный сгусток; б). заряд сгустка может составлять несколько десятков нанокулон; в). параметры сгустка могут легко контролироваться изменением параметров лазерного импульса и нанопленки.

Аналогичный подход может быть применен и к формированию релятивистских электронных зеркал из газовых слоев докритической плотности. Физика взаимодействия здесь существенно отличается от случая твердотельных мишеней, поскольку лазерный импульс проходит через газовую мишень без существенного отражения. Тем не менее, и в случае падения лазерного импульса релятивистской интенсивности на плазменный слой докритической плотности продольная компонента силы Лоренца также вызывает продольное смещение электронов плазмы и может разгонять их до релятивистских скоростей. Если амплитуда импульса достаточно велика, а электронная плотность слоя умеренная, то возможен эффект полного вытеснения электронов из слоя плазмы. Импульс распространяется в плазме, ускоряя и захватывая все большее количество электронов. Если толщина плазменного слоя меньше некоторого порога, определяемого амплитудой и длительностью лазерного импульса, то также, как и в случае нанопленок, может быть сформировано релятивистское электронное зеркало, диаметр которого определяется диаметром лазерного импульса, а толщина составляет несколько десятков или сотен нанометров.

В случае нанопленки твердотельная плотность мишени может накладывать определенные ограничения на параметры зеркал, в частности, на максимальную энергию и на разброс энергий электронов в зеркале, что определяется относительно большой безразмерной поверхностной плотностью заряда электронов нанопленки

(например, для одного атомного слоя графена эта величина оказывается порядка единицы). В этом смысле электронные сгустки, формируемые из газовой струи, могут обладать значительно меньшей безразмерной поверхностной плотностью электронов (0.01 и менее), что значительно расширяет их область применимости, в том числе, для аттосекундных воздействий пробного пучка в экспериментах типа «pump-probe» и для генерации когерентных импульсов рентгеновского диапазона с помощью рассеяния встречного лазерного пучка.

Ниже представлены результаты численного моделирования процесса формирования релятивистских электронных зеркал из плазменного слоя при падении на него мощного лазерного импульса с крутым фронтом (длительность фронта составляет доли периода импульса). Формирование электронного сгустка из плазменного слоя толщиной 9 микрон представлено на рис. 1 для разных моментов времени. Отношение плазменной частоты слоя к частоте лазерного импульса составляет 0.02, безразмерная амплитуда лазерного импульса равна 3, диаметр 20 мкм, длина волны 1 мкм, импульс имеет вид отрезка синусоиды длиной 5 длин волн, что соответствует неадиабатической форме импульса, когда уже первый полуцикл имеет амплитуду, близкую к максимальной амплитуде импульса. Из рисунка видно, как лазерный импульс последовательно вытесняет все электроны из плазменного слоя, формируя короткий сгусток увеличенной плотности.

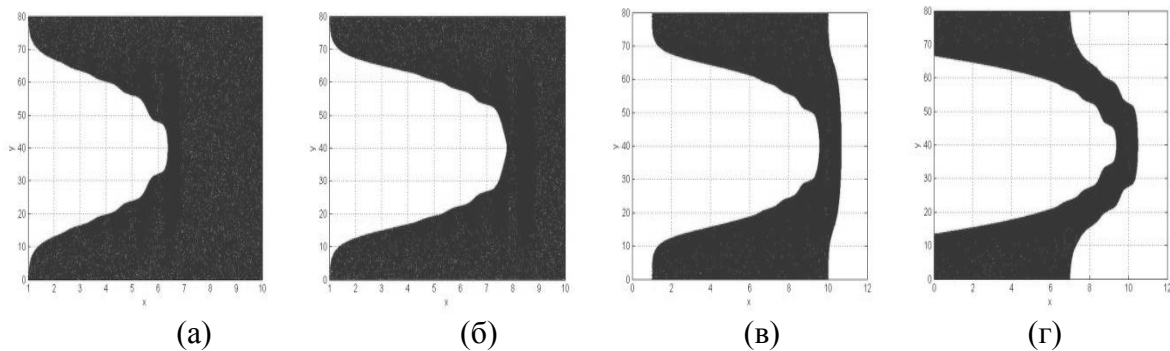


Рис. 1. Формирование релятивистского электронного зеркала из плазменного слоя неадиабатическим лазерным импульсом (пространственное распределение электронов): (а) – 6 периодов, (б) – 8 периодов, (в) – 10 периодов и (г) – 13 периодов от начала взаимодействия. Начальная толщина слоя составляет 9 длин волн, отношение плазменной частоты слоя к частоте лазерного импульса равно 0.02, безразмерная амплитуда лазерного импульса равна 3, длина волны 1 мкм, диаметр 20 мкм, импульс имеет вид отрезка синусоиды длиной 5 длин волн. Координаты нормированы на длину волны.

Зависимость толщины сгустка электронов на оси от амплитуды лазерного импульса представлена на рис. 2. Плавной зеленой кривой показан аналитический вид зависимости, полученный из уравнений движения одиночных электронов в поле лазерного импульса [3]; синей кривой, маркированной кружками – результаты для минимально достижимой толщины электронного зеркала по результатам двумерного численного моделирования; красной кривой, маркированной квадратами – толщина зеркала при максимальной энергии составляющих его электронов (также по данным численного моделирования). Увеличение амплитуды лазерного импульса приводит к увеличению продольного импульса и энергии электронного сгустка вплоть до десятков и даже сотен МэВ (квадратичная зависимость), что в свою очередь вызывает уменьшение толщины зеркала обратно пропорционально энергии электронов. Аналитические зависимости, полученные из уравнений движения одиночных электронов в поле электромагнитной волны [3], показывают, что минимальная толщина электронного сгустка должна реализовываться при максимальной энергии электронов в

нем. Однако в общем случае минимальная толщина релятивистского электронного зеркала и максимальная энергия составляющих его электронов достигаются в разное время, что связано с действием кулоновских сил. Из рис. 2 следует также, что простые аналитические оценки для движения одиночных электронов в поле лазерного импульса позволяют предсказать характеристики релятивистских электронных зеркал с достаточной точностью при использовании слоев плазмы с умеренной плотностью.

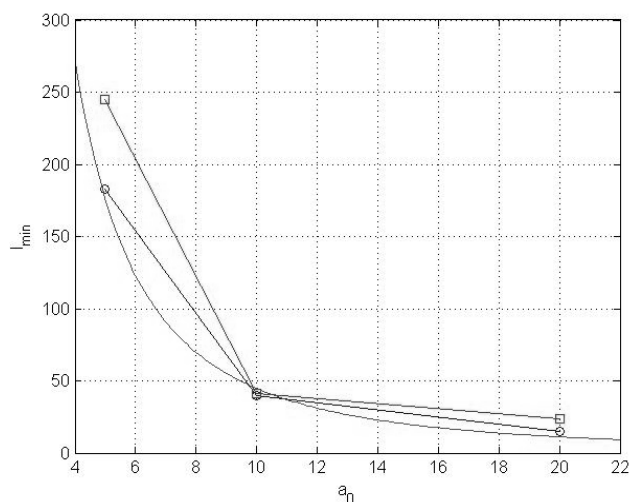


Рис. 2. Зависимость минимальной толщины сгустка электронов на оси (в нм) от безразмерной амплитуды лазерного импульса a_0 (параметры лазера и плазменного слоя соответствуют рис. 1). Плавной зеленой кривой показан аналитический вид зависимости, полученный из уравнений движения одиночных электронов в поле лазерного импульса [3]; синей кривой, маркированной кружками – результаты для минимально достижимой толщины из двумерного численного моделирования; красной кривой, маркированной квадратами – толщина зеркала при максимальной энергии составляющих его электронов (также результаты численного моделирования).

Таким образом, в работе показано, что для относительно умеренных безразмерных амплитуд импульса порядка 3-20 возможно формирование электронных сгустков с минимальной толщиной в несколько десятков нанометров (длительность – десятки аттосекунд) при энергиях в десятки и даже сотни МэВ при падении достаточно мощного лазерного импульса (мультитераваттной мощности) на газовый слой. При этом заряд сгустка может составлять от единиц пикокулон до нескольких нанокулон. Исследовано влияние параметров лазерного импульса на характеристики формируемых электронных сгустков и предложены простые аналитические оценки для возможных параметров зеркал.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-01259).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Kulagin et. al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 124801.
2. V.V. Kulagin et. al. // Phys. Rev. E. 2009. V. 80. P. 016404.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц «Теория поля», М.: Наука, 1988.

Переключение пространственных солитонов в системе из двух нелинейных дефектов

А.В. Маслова¹, Д.О. Игнатьева^{1,2}, В.Е. Лобанов¹

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

²Российский квантовый центр

masanna93@ya.ru

Создание новых методов управления динамикой солитонов является важной задачей современной фотоники, так как открывает возможность применения солитонов в телекоммуникационных системах в качестве носителей информации [1], управления светом при помощи света, создания оптических переключателей и в ряде других задач нелинейной оптики [2, 3].

В работе рассмотрен способ управления динамикой пространственного солитона в среде с каскадной нелинейностью при наличии локальной модуляции коэффициента нелинейности в форме двух параллельных дефектов, причем ширина каждого нелинейного дефекта сопоставима с шириной солитона. Эволюция амплитуды солитона в среде с каскадной нелинейностью может быть описана при помощи нелинейного уравнения Шредингера [4]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + (1 + \chi(x, z)) |A|^2 A \quad (1)$$

где нелинейность имеет локальную неоднородность $\chi(x, z)$ в виде двух параллельных каналов одинаковой формы и ширины:

$$\chi(x, z) = \chi_0 F\left(\frac{x + d_1 - \alpha z}{w}\right) + \chi_0 F\left(\frac{x + d_2 - \alpha z}{w}\right) \quad (2)$$

параметр χ_0 отвечает за глубину модуляции, $d_{1,2}$ – начальное расстояние для первого и второго дефектов соответственно, α – тангенс угла между солитоном и дефектами, w – ширина нелинейных дефектов. Функция F отвечает за форму дефектов.

Геометрия задачи изображена на рисунке 1.

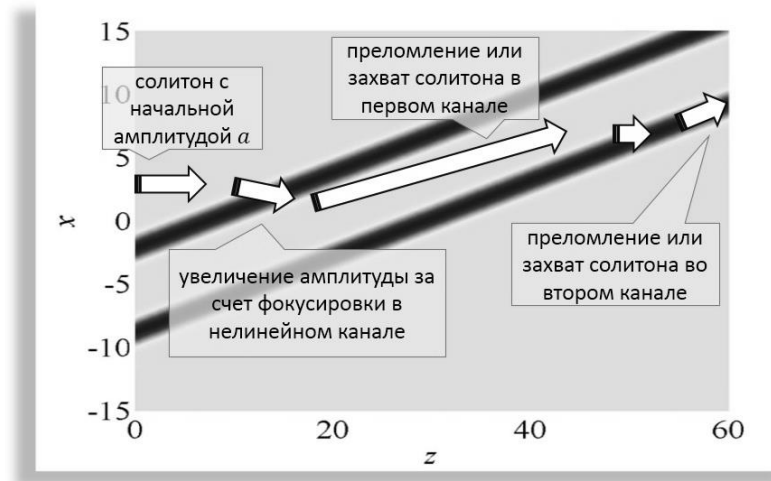


Рис. 1. Распространение солитона в среде с двумя нелинейными дефектами.

Ранее было показано [6], что в нелинейной среде с положительной модуляцией нелинейности $\chi_0 > 0$ наблюдается изменение направления распространения солитона в зависимости от его амплитуды, начального угла и параметров дефекта. При этом может наблюдаться как плавная перестройка угла наклона солитона, так и его захват нелинейным дефектом. Для выбора оптимального профиля дефекта для управления солитоном был [5] проведен анализ динамики солитона для нескольких видов профилей нелинейного дефекта F : профиля гауссовой формы, в виде прямоугольного канала, гиперболического секанса и двух близко расположенных каналов гауссовой формы, характерные ширина и глубина модуляции которых выбирались одинаковыми. Было выявлено, что солитон отклоняется сильнее в случае каналов прямоугольной формы, к тому же его захват происходит при более низком значении глубины модуляции нелинейности, в отличие от каналов других профилей. Поэтому в данной работе рассмотрена система из двух дефектов прямоугольного профиля.

Анализ динамики солитона в среде, содержащей два нелинейных канала, показал, что, в зависимости от параметров солитона и среды возможны следующие результаты взаимодействия солитона и каналов: солитон испытывает отклонение при взаимодействии с каждым из дефектов; солитон отклоняется первым дефектом и захватывается вторым; солитон захватывается первым дефектом.

Для иллюстрации возможности наблюдения трех вариантов динамики в зависимости от начальных параметров была численно рассчитана зависимость конечной координаты солитона X_{fin} от глубины модуляции нелинейности. Результаты данного расчета изображены на рис. 2. Значение конечной координаты позволяет говорить о том, испытывает ли солитон отклонение, либо захват в первый ($|X_{fin} - d_1| \leq w$) или второй ($|X_{fin} - d_2| \leq w$) канал. Области, соответствующие захвату солитона в нелинейный канал, соответствуют горизонтальным плато на рис. 2, цифрами обозначен номер канала, в который захватывается солитон.

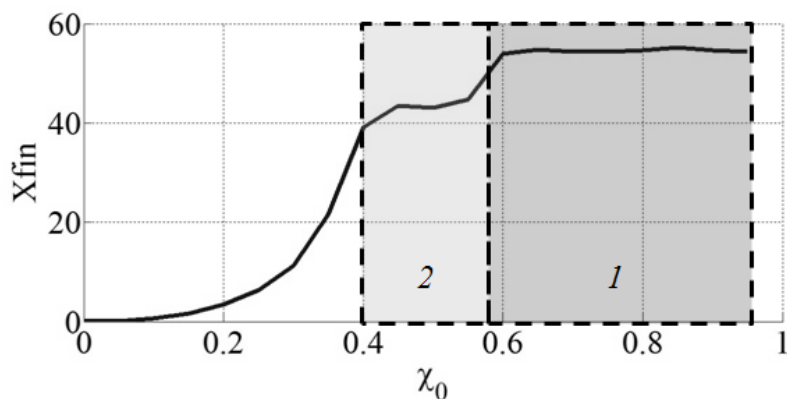


Рис. 2. Зависимость конечной координаты солитона от глубины модуляции нелинейности, иллюстрирующая отклонение солитона (не закрашенная область), захват солитона вторым каналом (светло-серая область), захват солитона первым каналом (темно-серая область).

Аналогичная зависимость динамики солитона наблюдается и от его амплитуды: в случае небольших амплитуд солитон испытывает преломление обоими каналами, при превышении первого порогового значения начальной амплитуды происходит захват во второй канал, а при превышении второго – захват в первый канал. Таким образом, возможно осуществление распределения солитонов между двумя каналами в зависимости от их амплитуды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №14-02-01012, №14-02-90050).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kivshar Y.S. “Optical solitons: from fibers to photonic crystals” Academic Press, London, 2003.
2. Akhmediev N.N. “Solitons: nonlinear pulses and beams” Chapman and Hall, London, 1997.
3. Taylor J.R. “Optical solitons: theory and experiment”, Cambridge University Press, New York, 1992.
4. Сухоруков А.П. // Ученые записки Казанского Государственного университета. 2008. Том 150, кн. 2, С. 8-13
5. А.В. Маслова // Ученые записки физического факультета МГУ. 2014. №4. С.144347.
6. Игнатьева Д.О. // Сборник трудов «Фотонное эхо и когерентная спектроскопия». 2013. С.95

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

А.С. Перин, В.М. Шандаров, В.Ю. Рябчёнок

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

perin.anton@gmail.com

Световые поля в оптически нелинейных средах могут сопровождаться эффектами пространственного самовоздействия, что приводит к изменению характера их дифракции. В фоторефрактивных материалах для этого достаточны микроваттные уровни световой мощности [1]. В кристаллах ниобата лития (LiNbO_3) фоторефрактивная нелинейность приводит к самодефокусировке световых пучков. Однако в нелинейный отклик кристалла может вносить вклад и пироэлектрический эффект, что делает возможными явления самофокусировки таких пучков и формирования в ниобате лития светлых пространственных солитонов, названных пиролитонами [2, 3]. Пироэлектрическое поле противоположно по направлению полю пространственного заряда, обусловленному фоторефрактивным эффектом. Оно возникает при нагреве кристалла вследствие изменения его спонтанной поляризации. В результате становится возможным изменение знака нелинейного отклика материала на световое возмущение. Волноводные элементы и системы, сформированные в LiNbO_3 за счет вклада пироэлектрического эффекта, могут храниться в нем в течение более ста часов, что представляет практический интерес в плане реализации полностью оптических элементов фотоники [4, 5].

Целью данной работы явилось исследование влияния пироэлектрического эффекта на дифракционные характеристики световых полей и формирование канальных волноводных структур в кристаллических образцах LiNbO_3 при длинах волн света $\lambda=532$ нм и $\lambda=633$ нм и разных его интенсивностях.

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. Источниками излучения являются твердотельный лазер YAG:Nd^{3+} с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм и выходной мощностью до 50 мВт и He-Ne лазер с $\lambda=633$ нм и выходной мощностью около 1 мВт. Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле. Одиночные канальные волноводы формируются лазерными пучками с гауссовым профилем. Для формирования канальной 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 линзой с фокусным расстоянием 40 мм. Диаметр светового пятна на ней составляет ~23 мкм при $\lambda=633$ нм и ~12 мкм при $\lambda=532$ 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 теплопередачи 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 ее контроля используется бесконтактный инфракрасный термометр (точность определения температуры $\pm 2^\circ\text{C}$).

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 (длина волны света $\lambda=633$ нм). Световая мощность в этом случае ~ 1 мВт для исключения влияния фоторефрактивного эффекта на световое поле. Температура образца соответствует комнатной ($T=25^\circ\text{C}$). Вследствие линейной дифракции диаметр светового пятна на выходной грани увеличивается примерно до 45 мкм. Исследуемый образец не легирован специальными примесями, но 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 LiNbO_3 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 35 °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 двумерного светлого пространственного солитона – пиролитона [2] и формированию двумерного волноводного канала в объеме кристалла.

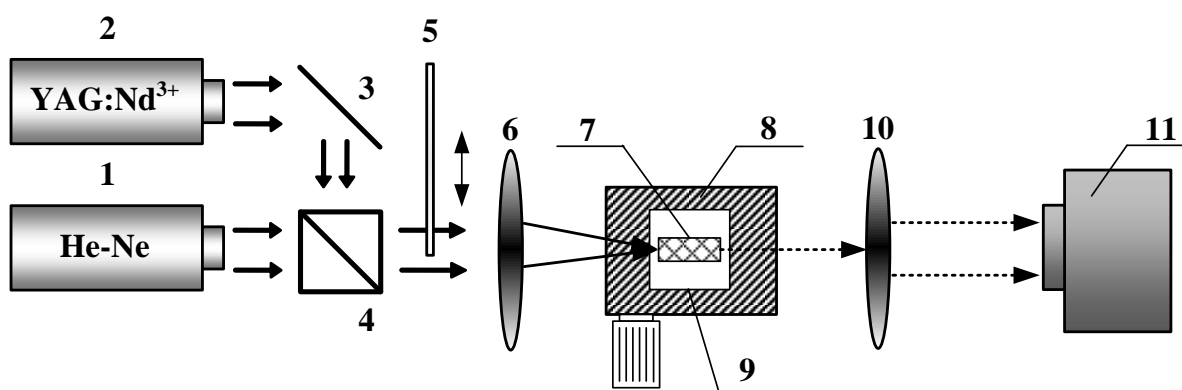


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – источники лазерного излучения (He-Ne лазер, $\lambda=633$ нм, YAG:Nd³⁺ лазер, $\lambda=532$ нм), 3 – зеркало, 4 – светоделительный кубик, 5 – стеклянная пластинка, 6 – фокусирующая линза, 7 – образец LiNbO₃, 8 – трехкоординатный микрометрический столик, 9 – элемент Пельтье, 10 – изображающая линза, 11 – анализатор лазерных пучков

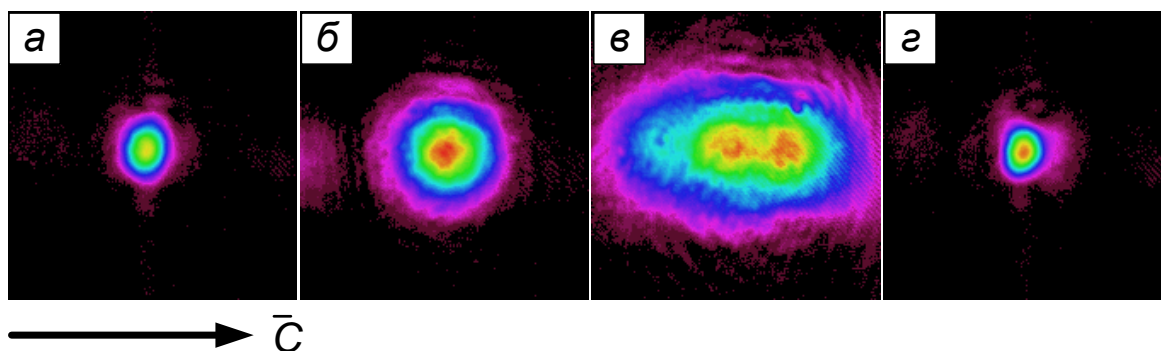


Рис. 2. Картины распределения световых полей ($\lambda=633$ нм) на входной (а) и выходной (б) гранях кристалла в начальный момент времени в линейном режиме дифракции (световая мощность 1 мкВт); в, г – картины световых полей на выходной плоскости образца при световой мощности 1 мВт и нагреве кристалла до температуры 35 °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 канальных волноводов диаметром около 23 мкм за счет вклада пирозлектрического эффекта в обсуждаемом кристаллическом образце при длине волны света. Формирующее световое поле представляет собой круговой лазерный пучок с изменением знака поля (сдвиг фазы на нечетное число π) в половинах его апертуры. Поле фазировалось в направлении, параллельном направлению оптической оси кристалла.

Результаты формирования двухканальной волноводной структуры иллюстрируют изображения световых полей на входной (а) и выходной (б, в) плоскостях кристаллического образца, приведенные на рис. 3. В данном случае поляризация света также соответствует необыкновенной волне в кристалле, а $\lambda=633$ нм.

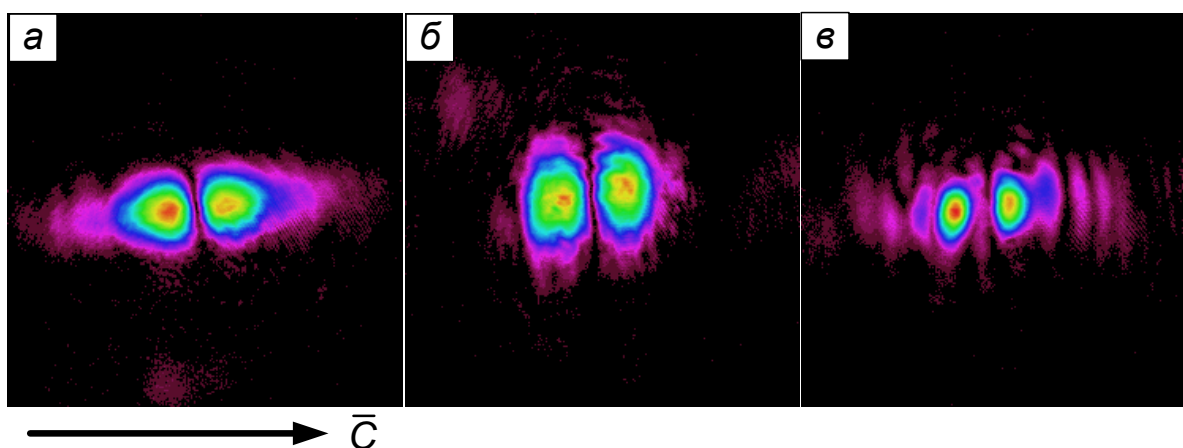


Рис. 3. Картины распределения световых полей ($\lambda=633$ нм) на входной (а) и выходной (б) гранях кристалла в начальный момент времени в линейном режиме дифракции (световая мощность 1 мкВт); в – картина светового поля на выходной плоскости образца при мощности излучения 1 мВт и нагреве кристалла до температуры 35 °С

Приведенные картины показывают, что в линейном режиме наблюдается обычное дифракционное уширение светового поля фазированного пучка (оптическая мощность 1 мВт). С течением времени проявляется нелинейное уширение картины светового поля вдоль направления, параллельного оптической оси кристалла (оптическая мощность 1 мВт). Нагрев образца до температуры 35 °С приводит к компенсации линейного и нелинейного дифракционного уширения светового поля и на заключительном этапе характерные размеры элементов светового поля становятся практически такими же, как и на входной плоскости кристалла (рис. 3 в). Время, необходимое для полной компенсации дифракции светового поля при указанной мощности излучения и температуры кристалла, составляет около 30 секунд.

Для излучения с длиной волны $\lambda=532$ нм наблюдаются аналогичные эффекты при световых мощностях от 50 – 100 мВт. Время формирования волноводных каналов составило при этом, в зависимости от величины световой мощности, 20 – 30 с.

Таким образом, экспериментальные результаты демонстрируют возможность оптического формирования в кристаллах ниобата лития сложных волноводных структур при длинах волн света как 532 нм, так и 633 нм, топология которых определяется распределением светового поля на входной плоскости образца, за счет вклада пироэлектрического механизма в нелинейный отклик.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках базовой части Госзадания Минобрнауки РФ на 2015 г. (проект № 3642) и проектной части (работа № 3.878.2014/К).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” С.-Пб.: Наука, 1992.
2. Safioui J. et al. // Optics Express. 2009. Vol. 17. No 24. P. 22209-22216.
3. Safioui J. et al. // Photorefractive Materials, Effects, and Devices Control of Light and Matter. 2009. P. 209-211.
4. Парханюк А.Н. и др. // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2011. № 24. С. 124–83.
5. Перин А.С. и др. // Ученые записки физического факультета МГУ. 2013. №5. URL: <http://uzmu.phys.msu.ru/abstract/2013/5/135044> (дата обращения: 29.01.2014).
6. E. Fazio et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. P. 2193.

Нефарадеевский поворот вектора поляризации стимулированного фотонного эха в тонкой поликристаллической пленке ZnO/Si(P)/Si(B)

И.И. Попов¹, Н.С. Вашурин¹, Путилин С.Э²

1 - ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный технологический университет»

2 – ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

popov@volgatech.net

В данной работе описываются результаты экспериментального наблюдения при комнатной температуре эффекта нефарадеевского поворота вектора линейной поляризации сигналов фемтосекундного стимулированного фотонного эха, возбуждаемого в трехслойной полупроводниковой пленке ZnO/Si(P)/Si(B). Данный эксперимент принципиально отличался от результатов работы [1,2] тем, что магнитное поле прикладывалось к резонансной среде вдоль направления распространения возбуждающего лазерного излучения, а не поперек его. Также наш эксперимент по наблюдению фотонного эха выполнен при комнатной температуре и фемтосекундной длительности возбуждающих импульсов, в то время как авторы работы [1,2] получили результаты наблюдения фотонного эха при гелиевой температуре и наносекундной длительности возбуждающих импульсов. Эффект нефарадеевского поворота ранее наблюдался в парамолекулярного йода при воздействии на них продольного однородного магнитного поля, магнитные силовые линии которого были направлены вдоль направления распространения возбуждающих лазерных импульсов [3]. В нашем эксперименте сигнал фотонного эха формировался в экситонном газе, в котором были выполнены условия для наблюдения этого эффекта, аналогичные приведенным в работе [3]. Под действием магнитного поля происходило расщепление квантовых уровней резонансной линии на два подуровня, при чем на величину, отличающуюся не только по знаку, но и по абсолютному значению. При этом возникала дополнительная прецессия системы координат, в которой осуществляется прецессия псевдоэлектрического диполя суперпозиционного состояния без воздействия магнитного поля, вокруг вектора \mathbf{H} с частотой Ларморового вращения

$$\Omega_{ab} = (\varepsilon_a + \varepsilon_b) / 2\hbar, \quad (1)$$

здесь $\varepsilon_{a,b} = \mu_0 g_{a,b} H$, μ_0 - ядерный магнетон, $g_{a,b}$ - гиромагнитное отношение основного состояния к возбужденному. Другая пара подуровней прецессирует с частотой

$$\Omega_{ac} = (\varepsilon_a + \varepsilon_c) / 2\hbar. \quad (2)$$

Это различие в скоростях прецессии приводит к наблюдавшемуся эффекту. Впервые теоретическое предсказание эффекта специфического поворота вектора линейной поляризации фотонного эха в газе сделано авторами работ [4,5], в которых показано, что величина поворота вектора линейной поляризации стимулированного фотонного эха зависит не только от напряженности приложенного магнитного поля и g -фактора резонансной среды, как при эффекте Фарадея, но и от значения временных интервалов между возбуждающими импульсами (τ_{12}, τ_{23}). Наблюдаемый нами эффект нефарадеевского поворота вектора поляризации стимулированного фотонного эха зависел от величины временных интервалов между возбуждающими импульсами

(τ_{12}, τ_{23}) и от напряженности приложенного магнитного поля. В то время как эффект Фарадея зависит от длины пути лазерного излучения в резонансной среде, от величины напряженности приложенного магнитного поля и не зависит от величины временного интервала между возбуждающими импульсами (τ_{12}, τ_{23}). Оба эффекта зависят от g-фактора среды. Величина угла Фарадеевского поворота вектора линейной поляризации стимулированного фотонного эха на 3-4 порядка больше, чем поворот вектора линейной поляризации лазерного излучения, имеющий место при эффекте Фарадея для одних и тех же значений напряженности магнитного поля и g-фактора среды.

В данной экспериментальной работе использовалась лазерная установка, позволяющая генерировать лазерные импульсы с длиной волны 780-840 нм. Формирование фотонного эха происходило на экситонных переходах при их двухквантовом возбуждении. Дальнейшая рекомбинация экситонов происходила через центры свечения, представленные в данном случае дефектами слоя оксида цинка (вакансиями цинка, и междоузельным атомом кислорода), расположенными на уровне $V_{ZnO}^0 = 1,47$ эВ и $O_{i,o}^{-1} = 1,57$ эВ [6]. Таким образом, высвечивание фотонного эха происходило в пределах полуширины этих пиков излучения, рассчитываемой по формуле:

$$\Delta R' = \sqrt{\frac{2E'}{K'}}, \quad (3)$$

где $E' = E + h\nu$, E' , E - энергии возбужденного и основного состояния соответственно, K' - коэффициент пропорциональности между приложенной силой и изменением положения атомов относительно нормального.

Остальная энергия электрона около 400 нм высвечивалась в виде кванта света некогерентно.

Эксперимент по исследованию поляризационных свойств фемтосекундного фотонного эха в трехслойной тонкой пленке ZnO/Si(P)/Si(B) проводился при фиксированных значениях временных интервалов между возбуждающими импульсами, $\tau_{23} = 720$ фс и $\tau_{12} = 0$. Резонансная среда помещалась между двумя поляризационными призмами Глана модификации Арчара-Тейлора с воздушным зазором. В случае приложения к резонансной среде продольного однородного магнитного поля вектор линейной поляризации формируемого фотонного эха имел некоторый угол относительно направления линейной поляризации возбуждающего лазерного излучения. Первая призма Глана имела фиксированное положение и формировала направление вектора линейной поляризации возбуждающего лазерного излучения. Вторая призма Глана, установленная после резонансной среды, плавно поворачивалась в плоскости, ортогональной направлению распространения лазерного излучения. При совпадении плоскости поляризации второй призмы Глана с плоскостью линейной поляризации эхо-сигнала регистрировалась максимальное значение его интенсивности. При отсутствии магнитного поля плоскость линейной поляризации регистрируемого эхо-сигнала совпадала с плоскостью линейной поляризации возбуждающих импульсов. В случае приложения к резонансной среде продольного однородного магнитного поля напряженностью 0,4 Тл при временном интервале $\tau_{23} = 720$ фс и $\tau_{12} = 0$ регистрировался поворот вектора линейной поляризации фемтосекундного стимулированного фотонного эха на угол 29 градуса. При увеличении значения временного интервала

между вторым и третьим возбуждающими импульсами τ_{23} до 540 фс угол поворота вектора поляризации изменялся до 24 градусов. При 900 фс угол поворота составил 19 градусов. Меньшее значение угла поворота при большем интервале τ_{23} , равном 900 фс, объясняется наблюдением эффекта в разных периодах вращения вектора линейной поляризации фотонного эха.

Таким образом, в работе установлено, что в случае приложения к резонансной тонкопленочной полупроводниковой среде продольного однородного магнитного поля наблюдается поворот вектора линейной поляризации стимулированного фотонного эха, формируемого в экситонном газе. Зафиксирована зависимость величины угла этого поворота от временного интервала τ_{23} , разделяющего второй и третий возбуждающие импульсы. Обнаруженный эффект качественно совпадал с результатами работы [3] по обнаружению нефарадеевского поворота вектора поляризации стимулированного фотонного эха в парах молекулярного йода [3]. При этом фаррадеевский поворот линейной поляризации света в резонансной среде не был зафиксирован в силу малости его значения.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Langer, S. V. Poltavtsev, I. A. Yugova, // Physical Review Letters. 2012, Vol.109, P.157403.;
2. L. Langer, S. V. Poltavtsev, I. A. Yugova, M. Salewski, D. R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, I. A. Akimov, M. Bayer // Nature Photonics 8, 851–857 (2014)
3. Bikbov I.S., Popov I.I., Samartsev V.V., Yevseyev I.V. // Laserphys.-1995. - V.5.-№.3.- P. 580-583.
4. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. // Оптика и спектроскопия.-1979.- Т.47.- №6.- С. 1139-1144.
5. I.V. Evseev and V. M. Ermachenko, // Opt.Spectrosc. 47(6), 1139 (1979).
6. J. Hu and B. C. Pan // Journal of Chemical Physics, vol. 129, 154706 (2008).

Компенсация нелинейной дифракции интенсивного лазерного пучка в поглощающих кристаллах ниобата лития

В.Ю. Рябченко, Е.А. Дмитриев, С.Б. Козлов, А.С. Перин, В.М. Шандаров
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)
vryabchenok@gmail.com

Под действием света в электрооптических кристаллах возможны эффекты фотовозбуждения и перераспределения носителей заряда с последующим захватом темновыми ловушками в неосвещенной области, приводящие к модуляции показателя преломления вследствие линейного электрооптического эффекта [1]. Целью данной работы явилось исследование нелинейной дифракции лазерного пучка, как отклика среды на световое воздействие.

В экспериментах исследовался образец фоторефрактивного кристалла ниобата лития, легированного ионами железа по объему, с размерами $10 \times 2 \times 11$ мм по осям $X \times Y \times Z$ соответственно. На полированную грань кристалла фокусировался лазерный пучок с длиной волны 532 нм при мощности излучения 0.5-2 мВт. Для фокусировки использовалась линза с фокусным расстоянием 4 см, при этом диаметр перетяжки, совмещенной с входной плоскостью кристалла, составлял ~ 30 мкм. Измерение распределения интенсивности в пучке, прошедшем через образец, осуществлялось анализатором лазерных пучков. Свет распространялся в направлении, параллельном оси Y кристалла, а его поляризация соответствовала обыкновенной волне.

В начальный момент времени экспонирования, световое поле на выходной грани имело форму, аналогичную его форме на входной грани. Спустя некоторое время, проявлялся эффект нелинейной дифракции пучка в направлении, параллельном оптической оси кристалла. Однако после достижения максимума дифракционной расходимости, картина светового поля на выходной плоскости образца постепенно возвращалась к первоначальному состоянию. Изображения световых полей на выходной плоскости исследуемого образца свидетельствуют о значительной компенсации нелинейного дифракционного расплывания светового пучка в кристалле.

Эволюция распределения интенсивности в поперечном сечении пучка на выходной грани кристалла при мощности излучения 0.5 мВт приведена на рисунке 1.

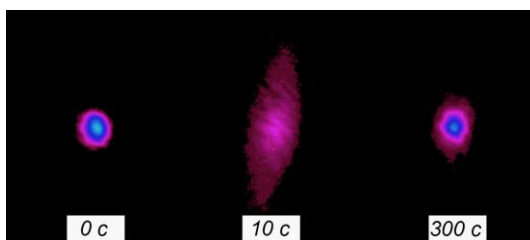


Рис. 1. Эволюция светового поля на выходной плоскости образца $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ в различные моменты времени при мощности излучения 0.5 мВт.

Наблюдаемая в ходе эксперимента нелинейная дифракция пучка является следствием фоторефрактивного эффекта, вызванного перераспределением носителей заряда вдоль полярной оси кристалла. Наведенное электрическое поле пространственного заряда направлено вдоль оптической оси, что сказывается на изменении эллиптичности картины светового поля.

В последующие моменты времени ($t > 10$ с) наблюдается локализация световой мощности в центральной области картины, что указывает на частичную компенсацию нелинейной дифракционной расходимости пучка. Наиболее вероятной причиной

наблюдаемой компенсации нелинейной дифракции является локальный нагрев образца, вызванный конечной величиной оптического поглощения кристалла в данной области спектра [1,2]. Вследствие нагрева в экспонируемой области проявляется пирозлектрический эффект, компенсирующий нелинейность показателя преломления, обусловленную фоторефрактивным эффектом. Ранее эффект компенсации дифракции узких световых пучков наблюдался в ниобате лития в условиях дрейфового механизма транспорта носителей заряда [3] или при однородном нагреве кристаллического образца [4]. Согласно нашим измерениям, коэффициент поглощения света в данном образце на длине волны света 532 нм составляет 2.4 см^{-1} .

В ходе экспериментов, в качестве количественной оценки временной эволюции светового поля в кристаллическом образце являлось изменение пиковой плотности мощности в световой картине на выходной плоскости образца. На рисунке 2 представлены зависимости пиковой плотности мощности светового пучка от времени экспонирования на выходной плоскости образца при разных величинах мощности лазерного пучка.

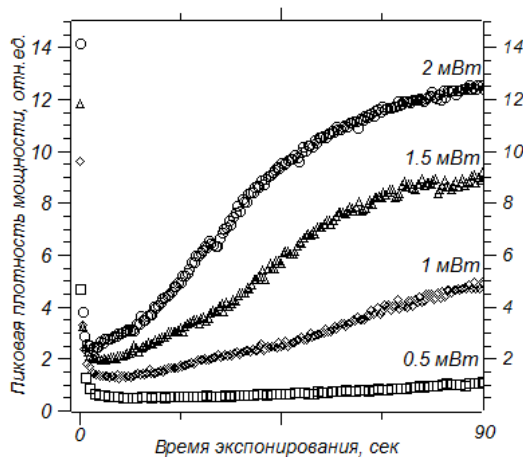


Рис. 2. Динамика изменения пиковой плотности мощности лазерного пучка на выходной грани кристалла во временном интервале 0-90 секунд при мощности излучения: 0.5, 1, 1.5, 2 мВт.

Из приведенных зависимостей следует, что при увеличении мощности лазерного излучения скорость частичной компенсации нелинейной дифракции светового пучка возрастает, так же, как и степень ее компенсации. Очевидно, это связано с увеличением температуры материала в освещенной области при возрастании световой мощности пучка.

Таким образом, в ходе исследований показана возможность частичной компенсации нелинейной дифракционной расходимости световых пучков в фоторефрактивных поглощающих кристаллах. Это дает дополнительную возможность реализации в таких кристаллах и оптических волноводах на их основе полностью оптических операций и фотонных элементов.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Klaus H Ringhofer et al. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. E. 2000. V. 2. No. 1. P. 306..
2. G. Panotopoulos et al. // J. Of App. Phys. E. 2002. V. 9. No. 2. P. 793.
3. E. Fazio, et al. // App. Phys. Let. 2004. V. 85, No 12, P. 2193-2195.
5. Safioui J. et al // Optics express. 2009. V. 17. No 24. P. 22209–22216.

Неодномерные оптические солитоны и гидродинамика идеальной жидкости

С.В. Сазонов

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

sazonov.sergey@gmail.com

Известные к настоящему времени оптические солитоны принято разделять на два больших класса – пространственные и временные.

Пространственные солитоны представляют собой бесконечные в направлении распространения световые пучки. В то же время они ограничены в поперечном направлении. При самофокусирующей нелинейности данные пучки испытывают поперечное сжатие, которое может быть ограничено дифракцией. Именно в результате взаимной компенсации нелинейности и дифракции формируется пространственный солитон.

Временные солитоны представляют собой ограниченные в направлении распространения и бесконечно протяженные в поперечных направлениях импульсы. Здесь нелинейное укрупнение и дальнейшее опрокидывание профиля импульса компенсируется дисперсией, приводящей к расплыванию волнового пакета.

Неодномерные солитоны можно рассматривать как симбиоз пространственных и временных солитонов. Они ограничены как в направлении распространения, так и в поперечных направлениях, т.е. представляют собой локализованные пространственно-временные структуры.

В работе [1] предложен подход к описанию самофокусировки оптических пучков (пространственных солитонов). В рамках этого подхода исследование сводится к решению уравнений гидродинамики идеальной жидкости. Роль плотности жидкости играет интенсивность пучка, а роль потенциала скоростей – его эйконал.

В [2] проведено обобщение данного подхода на временные солитоны. В основу положен усредненный вариационный принцип или метод усредненного лагранжиана типа Ритца – Уизема [3]. Суть его состоит в следующем. Вначале находится точное одномерное решение рассматриваемого волнового уравнения в виде временного солитона. Чтобы затем учесть влияние поперечных пространственных измерений, делается предположение о зависимости в данных решениях некоторых параметров от координат (продольной и поперечных). Как результат, имеем так называемые пробные решения (trial solutions). Эти решения подставляются в лагранжиан, соответствующий исходному волновому уравнению, включающему производные по поперечным координатам. Далее проводится усреднение получившегося выражения по быстрой переменной (чаще всего по времени). В результате приходим к «усредненному лагранжиану», содержащему зависимость от переменных параметров. Записывая с использованием данного лагранжиана уравнения Эйлера – Лагранжа для данных параметров, приходим к системе вида [4]

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + \nabla_{\perp} (\rho \nabla_{\perp} \varphi) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{(\nabla_{\perp} \varphi)^2}{2} + \alpha \rho^{\gamma} = \beta \rho^{\varepsilon} \left[\frac{\Delta_{\perp} \rho}{\rho} - \frac{(\nabla_{\perp} \rho)^2}{\mu \rho^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь ρ - величина, связанная с амплитудой солитона и его длительностью, φ - солитонный эйконал, $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \mu$ - некоторые постоянные.

При $\beta = 0$ система (1), (2) аналогична уравнениям динамики двумерной идеальной жидкости, где роль времени играет продольная координата z . Данная ситуация ($\beta = 0$) соответствует приближению геометрической оптики для солитонов. При этом (1) представляет собой уравнение непрерывности, а (2) – интеграл Коши. Сравнивая последний с соответствующим гидродинамическим интегралом [5], найдем, что $\int dP / \rho = \alpha \rho^\gamma$, где P - внутреннее давление жидкости. Отсюда $dP / d\rho = \alpha \gamma \rho^{\gamma-1}$.

Ситуация, когда $dP / d\rho > 0$, соответствует нормальной жидкости. В этом случае солитон распространяется в режиме дефокусировки.

Если же $dP / d\rho < 0$, имеем так называемый газ Чаплыгина [6]. В этом случае действует режим самофокусировки солитона. Самофокусировку иногда способна остановить дифракция, учитываемая правой частью (2), т.е. $\beta \neq 0$. Тогда формируется световая «пуля» [7] - трехмерный пространственно-временной солитон, локализованный во всех направлениях.

Учет дифракции в рамках описанного подход проведен в [4]. При этом за основу берутся точные аксиально-симметричные решения системы (1), (2), найденные при $\beta = 0$, а учет правой части (2) проводится в рамках приосевого приближения [1]. Последнее предполагает рассмотрение аксиально симметричных решений вблизи их оси.

Отдельного рассмотрения заслуживают решения в виде оптических вихрей, когда не имеет место аксиальная симметрия. В этом случае гидродинамическое решение системы (1), (2) соответствует обтеканию жидкости круглого цилиндра, рассмотренному в свое время Жуковским.

В общем случае с помощью преобразования Маделунга $\psi = \sqrt{\rho} \exp(-i\varphi)$ нетрудно показать, что система (1), (2) эквивалентна уравнению для комплекснозначной функции ψ , описывающему распространение некоего пространственного «пучка». Как результат, задача о пространственно-временной динамике трехмерного солитона сводится к задаче о распространении сугубо пространственного солитона.

В заключение отметим, что рассматриваемый подход справедлив, если временной солитон успевает сформироваться раньше, чем вступят в силу эффекты поперечной динамики (самофокусировки, дефокусировки и т.д.). При этом нелинейная рефракция, имеющая место в приближении геометрической оптики, проявляется раньше, чем волновые свойства солитона, соответствующие дифракции. Если ввести дисперсионную l_d , рефракционную l_r и дифракционную l_D длины, то сказанное запишется в виде

$$l_d \ll l_r \ll l_D. \quad (3)$$

Оказывается, что данному условию не так сложно удовлетворить, если учесть автоматически вытекающее равенство [8]

$$l_r = \sqrt{l_d l_D}. \quad (4)$$

Таким образом, описанный выше подход, берущий свое начало из теории нелинейных световых пучков [1], достаточно полно и качественно правильно описывает динамику пространственно-временных солитонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 13 – 02 – 00199 а).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов // УФН. 1967. Т. 93. № 1. С. 19 – 70.
2. С.К. Жданов, Б.А. Трубников, ЖЭТФ 92, 1612 (1987).
3. M. Desaix, D. Anderson, and M. Lisak, J. Opt. Soc. Am. B 8, 2082 (1991).
4. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2006 Т. 130. № 1(7). С. 145-160.
5. И.И. Ольховский. Курс теоретической механики для физиков. М.: МГУ, 1978, 574 с.
6. С.К. Жданов, Б.А. Трубников. Квазигазовые неустойчивые среды. М.: Наука, 1991, 176 с.
7. Y. Silberberg. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 1282 - 1285.
8. С.В. Сазонов. ЖЭТФ. 2014. Т. 119, № 3. С. 423 – 437.

Оптические пули при генерации второй гармоники

С.В.Сазонов, Д.Ю. Загурский, И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

e-mail: zagurski@physics.msu.ru

Исследование нелинейных явлений, в которых пространственные и временные эффекты взаимосвязаны и протекают одновременно, является одной из интереснейших и наиболее перспективных с практической точки зрения задач современной фотоники. К настоящему времени такие явления уже достаточно подробно изучены как для сред с кубической [1,2], так и для сред с квадратичной [3-7] нелинейностями.

Хорошо известно, что пространственно-временные солитоны неустойчивы в среде с керровской нелинейностью [2]. Для среды же с нелинейностью второго порядка, наоборот, характерно формирование устойчивых пространственно-временных солитонов, так называемых «световых пульс». Еще в 1981 году аналитически было показано, что это возможно благодаря тому, что в среде с квадратичной нелинейностью, в отличие от среды с кубической нелинейностью, не имеет места пространственно-временной коллапс [8].

Несмотря на существующее на сегодняшний день значительное число работ, посвященных пространственно-временным солитонам на квадратичной нелинейности, нельзя не отметить, что большинство имеющихся результатов получено при численном моделировании. Применение аналитических методов было успешным либо на этапе физических оценок параметров солитонов [3,4], либо при анализе их устойчивости [5,6].

В настоящей работе система нелинейных уравнений, описывающая генерацию второй гармоники оптическим излучением, ограниченным как во времени, так и в пространстве, решается аналитически.

Исходная система имеет следующий вид:

$$i \frac{\partial \psi_1}{\partial z} + \frac{k_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} - \gamma_1 \psi_1^* \psi_2 = \frac{c}{2n\omega} \Delta_{\perp} \psi_1, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial \psi_2}{\partial z} + \frac{k_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \tau^2} - \gamma_2 \psi_1^2 = \frac{c}{4n\omega} \Delta_{\perp} \psi_2, \quad (2)$$

Здесь $n \equiv n_1$, $\tau = t - z/v_g$, а фазовые и групповые скорости обеих компонент равны между собой. Коэффициенты групповой дисперсии удовлетворяют следующему соотношению:

$$k_2^{(2)} = 2k_2^{(1)} = 2k_2, \quad (3)$$

Данная система решается хорошо известным методом «усредненного лагранжиана» [9], причем пробные решения выбираются, отталкиваясь от солитонных решений для временного случая [10]. Этот подход справедлив при условии, что солитоны формируются раньше, чем на них начнут действовать поперечные возмущения:

$$\Phi_1 = \pm \frac{6k_2}{\gamma} \mu^2 \exp(iQ) \cdot \operatorname{sech}^2(\mu\tau), \quad (4)$$

$$\Phi_2 = -\frac{3k_2}{\gamma} \mu^2 \exp(i2Q) \cdot \operatorname{sech}^2(\mu\tau). \quad (5)$$

Здесь

$$\psi_1 = \sqrt{\frac{\gamma_1}{2\gamma_2}} \Phi_1, \quad (6)$$

$$\psi_2 = \Phi_2,$$

а μ и Q - соответственно «медленная» и «быстрая» функции координат.

С учетом (6) планарному режиму соответствуют следующие приближенные асимптотические решения системы (1)-(2):

$$\Phi_1 = \pm \frac{5}{3} \left(1 + \frac{\pi^2}{30}\right) \frac{c}{n\omega R^2} \exp(i\Gamma z) \cdot \operatorname{sech}^2\left(\frac{2x}{3R}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{\tau}{2\tau_p}\right), \quad (7)$$

$$\Phi_2 = \frac{5}{6} \left(1 + \frac{\pi^2}{30}\right) \frac{c}{n\omega R^2} \exp(2i\Gamma z) \cdot \operatorname{sech}^2\left(\frac{2x}{3R}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{\tau}{2\tau_p}\right). \quad (8)$$

Здесь x – это поперечная координата, $\Gamma = -\left(1 + \frac{\pi^2}{30}\right) \frac{c}{n\omega} / 3R^2$ -нелинейная добавка к фазе, а R и τ_p имеют смысл поперечного радиуса и длительности солитона, соответственно.

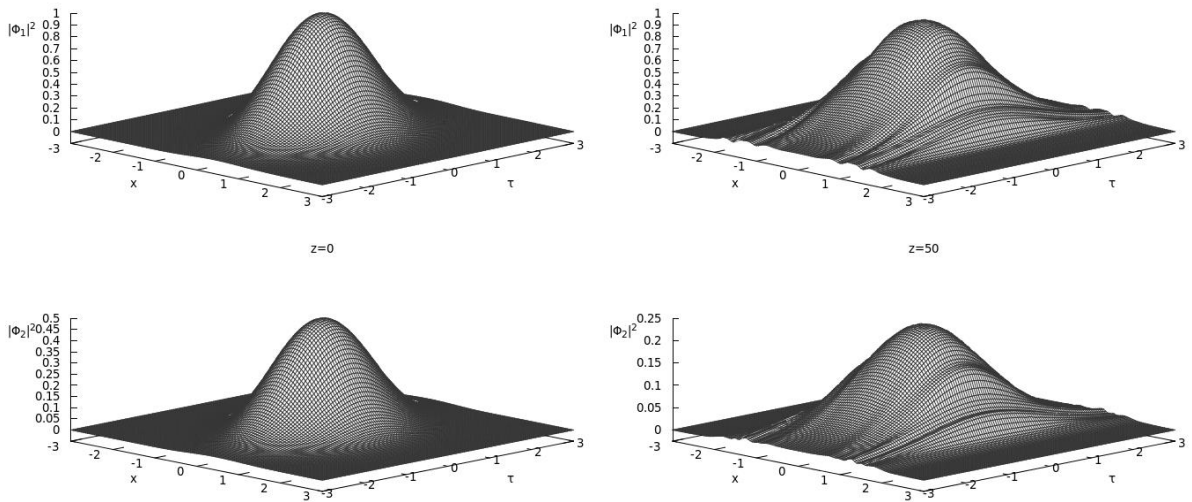


Рис. 1. Динамика распространения пространственно-временного солитона в среде с квадратичной нелинейностью. Слева – интенсивности первой и второй гармоник на входе в среду, справа – на расстоянии 50 нелинейных длин.

Следует отметить, что решения (7)-(8) получены при аномальной групповой дисперсии на обеих частотах и расстояниях, много больших дифракционной длины $l_d = 3n\omega R_0^2 / 4c$. В данной задаче между характерными длинами выполняется соотношение:

$$l_{\text{нл}} \ll l_{\text{дисп}} \ll l_{\text{дифр}}, \quad (9)$$

где $l_{\text{нл}} = 1/\gamma\Phi_0$, (Φ_0 - пиковая амплитуда первой гармоники на входе) – нелинейная длина, а $l_{\text{дисп}} = 2\tau_0^2 / |k_2|$ – дисперсионная длина.

Анализ точных солитонных решений показывает, что чем меньше длительность солитона, тем он уже в поперечном размере и тем выше его амплитуда.

Нелинейное распространение пространственно-временных солитонов было исследовано численно при различных начальных и граничных условиях. Хорошее согласование с аналитическими результатами (7)-(8) наблюдалось нами для случая, когда на вход нелинейной среды подавался оптический импульс, профиль которого задавался как произведение квадратов гиперболических секансов по времени и по поперечной координате, а дисперсионная длина была много меньше дифракционной длины. Поперечный размер импульса был приблизительно того же порядка, что и продольный размер. На расстояниях до пятидесяти нелинейных длин наблюдалось устойчивое распространение пространственно-временных солитонов, «световых пуль» (см.рис.1). Отметим, что временной профиль солитонов был более устойчив, чем пространственный.

Помимо этого были исследованы случаи, когда на вход нелинейной среды подавался оптический импульс, профиль которого задавался как произведение квадрата гиперболического секанса по времени на гаусс по поперечной координате и наоборот.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Сухоруков, А.В. Чурилова. Известия Академии наук. Серия физическая. № 12. С. 2359-2362 (1997).
2. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. М., Физматлит, 2005 - 648с.
3. D. Mihalache, D. Mazilu, L.-C. Crasovan, L. Torner, B.A. Malomed, F. Lederer. Physical Review E, vol.62, № 5, p.7341-7347 (2000).
4. I.N. Towers, B.A. Malomed. Physical Review Letters. vol.90, № 12, p.123902-1-123902-4 (2003).
5. D.V. Skryabin, W.J. Firth. Optics Communications. Vol.148, issues 1-3, p.79-84 (1998).
6. D. Mihalache, D. Mazilu, B.A. Malomed, L. Torner, Optics communications. Vol.169. p.341-356 (1999).
7. H. Sakaguchi, B.A. Malomed. Optics Express, vol. 21, № 8, p.9813-9823 (2013).
8. A.A. Kanashov, A.M. Rubenchik. Physica D, vol.4, issue 1, p.122-134 (1981).
9. С.В. Сазонов. ЖЭТФ, т.130, № 1, с.145-160 (2006).
10. А.П. Сухоруков. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. Москва, Наука, 1988, 232 с.

Последовательная теория параметрического генератора света

М.Ю. Сайгин^{1,2}, А.С. Чиркин¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2.

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, д.53.

mikhail.saygin@yandex.ru

Параметрические генераторы света (ПГС) представляют собой устройства, в которых реализуется распределённой в пространстве параметрическое взаимодействие между разночастотными волнами. С момента предложения основополагающей идеи [1,2] и экспериментальной реализации ПГС [3,4] в 60-х годах прошлого века было предложено множество конфигураций [5,6]. Размеры современных устройств ПГС лежат в диапазоне от нескольких метров, как, например, системы для усиления и преобразования интенсивных сверхкоротких импульсов [7], до долей миллиметра, например, ПГС на основе мод шепчущей галереи. [8]

Несмотря на большое число конфигураций, основной принцип лежащий в основе параметрических генераторов оптического диапазона один и тот же - в них реализуют преобразование энергии от так называемой волны накачки в другие волны с частотами, отличающимися от частоты накачки, при наличии обратной связи.

Задача нахождения амплитуд взаимодействующих полей внутри резонатора ПГС и, следовательно, амплитуд генерируемых полей, сводится к системе нелинейных дифференциальных уравнений, которые лишь в некоторых случаях может быть решена аналитически с привлечением аппарата специальных функций Якоби. Однако и в этом случае использование специальных функций для анализа ПГС оказывается неудобным. Более того, ими нельзя воспользоваться при анализе параметрического взаимодействия сверхкоротких импульсов. Поэтому интерес представляет разработка приближённых аналитических методов описания ПГС, адекватных реальным условиям.

Наиболее простым подходом для исследования работы ПГС является приближение заданной волны накачки, в которой её интенсивность полагают неизменной. Такой подход оправдан при анализе подпорогового режима ПГС, т.е. для режима параметрического усиления, когда эффективность преобразования энергии волны накачки невелика. Вместе с тем, при надпороговом режиме это приближение неприменимо. В связи с этим рядом авторов использовалось приближение, которое учитывает истощение волны накачки [9-13]. С его помощью исследован ряд важных проблем: генерация оптических импульсов, модовая структура излучения и флуктуационные явления в ПГС. Однако точности разработанных приближённых подходов, как показал наш анализ, не всегда достаточно для корректной оценки параметров излучения ПГС.

В настоящей работе мы исследуем и сравниваем точности приближений, в которых амплитуды оптических волн внутри ПГС представлены в виде приближений квадратичными и кубическими функциями координаты взаимодействия на примере двухрезонаторного кольцевого ПГС. В рамках разработанных квадратичного и кубического приближений получены аналитические выражения для важных характеристик ПГС: порогового значения амплитуды накачки, зависимости амплитуд генерируемых волн и коэффициентов преобразования. Для анализа точности

исследованных подходов проведено сравнения приближённых величин с точными, которые получены с помощью численного решения нелинейных уравнений. Мы установили, что квадратичное приближение даёт лишь качественные результаты. В частности, относительная ошибка квадратичного приближения при околопороговой параметрической генерации может составлять несколько десятков процентов. Вместе с тем было установлено, что кубическое приближение намного точнее квадратичного – относительная ошибка вблизи порога генерации находится в пределах нескольких процентов. Таким образом мы делаем вывод, что кубическое приближение может быть использовано в качестве адекватной модели описания ПГС. Разработанный подход будет использован для изучения других схем ПГС и режимов генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов // ЖЭТФ. 1962. т. 43. с. 351.
2. R.N. Kingston // Proc. IRE. 1962. v. 50. p. 472.
3. J.A. Giordmaine, R.C. Miller // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 973.
4. С.А. Ахманов и др. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 191.
5. S.E. Harris // Proc. IEEE-PIEEE. 1969. v. 57. No 12. P. 2096.
6. C.-S. Chu, G.Y. Yin, S.E. Harris // App. Phys. Lett. 2012. V. 101. 051108.
7. L. Xu et al. // Opt. Lett. 2013. V. 39. No 22. P. 4837.
8. J.U. Fürst et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. 26904.
9. Ю.Е. Дьяков, А.И. Ковригин // Квантовая электроника. т. 2(4). с. 362 (1973).
10. С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин “Введение в статистическую радиофизику и оптику” М.: Наука, 1981.
11. S.Schiller, K. Schneider, J. Mlyner // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. v. 16. P. 1512
12. L. Carrion, J.-P. Girardeu-Montaut // J. Opt. Soc. Am. B. 2000. V. 17. P. 78.
13. E.G. Lariontsev, I.I. Zolotoverkh // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 2002. V. 4. No 1. P. 15.

Нелинейные и квантовые эффекты в оптических волноводных структурах с РТ-симметрией

А.А. Сухоруков

Центр нелинейной фотоники, Исследовательская школа физических и инженерных наук,
Австралийский национальный университет, АСТ 2601, Канберра, Австралия
ans124@gmail.com

В докладе представлен обзор наших результатов исследований параметрических нелинейных и квантовых оптических эффектов при распространении волн в РТ-симметричных оптических системах. Интерес к РТ-симметрии был инициирован предсказанием Бендера [1], что системы с неэрмитовыми гамильтонианами могут иметь полностью вещественный спектр собственных значений, если их комплексный потенциал удовлетворяет РТ-симметрии. В оптике комплексный показатель преломления может играть роль такого потенциала [2]. Таким образом, оптические волноводные системы с распределенными в пространстве зонами поглощения и усиления могут поддерживать собственные моды, которые в среднем сохраняют энергию. Однако когда усиление или поглощение увеличивается выше порога, РТ-симметрия мод нарушается, и одна мода с наибольшим коэффициентом усиления доминирует. Такое нарушение РТ-симметрии открывает новые возможности для управления светом, включая реализацию одномодовых лазеров [3, 4].

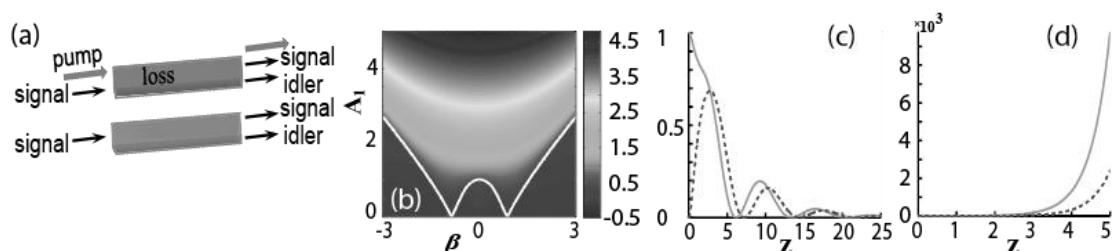


Рис. 1. (a) Схема РТ-симметричный нелинейных связанных волноводов с линейным поглощением в одном волноводе. (b) Наибольший коэффициент усиления моды в зависимости от амплитуды накачки в первом волноводе и фазовой расстройки (белая линия отмечает порог нарушения РТ-симметрии моды). (c,d) Эволюция интенсивности сигнала вдоль волноводов: сплошная зеленая линия - первый волновод без потерь, пунктирная синяя линия - второй волновод с потерями. Амплитуда накачки (c) порога нарушения РТ-симметрии моды ($A_1 = 0.5$) и (d) выше порога ($A_1 = 1,5$)

Мы обнаружили, что РТ-симметричные системы предоставляют интересные возможности в режиме оптического параметрического усиления. Рассмотрим систему двух связанных волноводов в квадратично-нелинейной среде, где в одном волноводе присутствует поглощение. Потери могут быть введены, например, путем нанесения тонкого слоя металла. В линейном режиме, при низкой интенсивности света, такая структура реализует РТ-симметричную оптическую систему. Проанализируем процесс оптического параметрического усиления за счет нелинейного смешения между мощной накачкой, сигнальной и холостой волнами, как показано на рис. 1 (a). На рис. 1(b) показан наибольший коэффициент усиления оптической моды, и белая линия отмечает порог нарушения РТ-симметрии. Мы видим, что для амплитуды накачки превышающей пороговую, одна мода испытывает большое усиление. Как показано на рис. 1(c), при низкой мощности накачки сигнал периодически переключается между волноводами из-за биений между двумя модами, обладающими одинаковыми

отрицательными коэффициентами усиления. Однако для более сильной накачки выше РТ порога [рис. 1(d)], доминирует одна мода с наибольшим коэффициентом усиления.

Рассмотренные структуры также могут использоваться для генерации пар фотонов в режиме спонтанного параметрического рассеяния. При этом ниже порога оказываются возможны квантовые блуждания фотонов между волноводами, тогда как при нарушении симметрии корреляции между волноводами подавляются.

Таким образом, параметрические волновые взаимодействия в нелинейных оптических РТ-симметричных системах существенно отличаются от консервативных систем, что открывает новые возможности по управлению светом в классическом и квантовом режимах.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. M. Bender and S. Boettcher, Phys. Rev. Lett. **80**, 5243 (1998).
2. R. El-Ganainy, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, Z. H. Musslimani, Opt. Lett. **32**, 2632 (2007).
- [3] L. Feng et al., “Single-mode laser by parity-time symmetry breaking,” Science 346, 972–975 (2014).
- [4] H. Hodaei et al., “Parity-time-symmetric microring lasers,” Science 346, 975–978 (2014).

Усиление эффекта нелинейной дифракции Рамана-Ната в двумерных нелинейных структурах

А.М. Вьюнышев^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}, Г.И. Поспелов², Б.А. Наседкин²,
Ю.А. Шереметьева², 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

Квазисинхронные нелинейно-оптические взаимодействия в искусственно-структурированных нелинейно-оптических средах представляют интерес для генерации световых пучков с требуемыми пространственными и временными характеристиками, спектральным составом и другими параметрами. Обычно рассмотрение неколлинеарных нелинейно-оптических взаимодействий в них носит феноменологический характер и объясняется путем построения и анализа диаграмм фазового согласования. В настоящей работе рассмотрены векторные нелинейно-оптические взаимодействия в двумерных (2D) нелинейных фотонно-кристаллических структурах. Получено аналитическое выражение для расчета спектрально-угловых характеристик излучения в процессе генерации второй гармоники (ГВГ).

Рассматриваемые структуры имеют прямоугольную решетку с периодическим изменением знака нелинейной восприимчивости в направлении поперечной координаты. Периодичность структуры обуславливает дискретный набор пространственных гармоник, который может быть использован для достижения множественной ГВГ, получившей название нелинейной дифракции Рамана-Ната [1]. В отличие от линейного случая [2], данное явление наблюдается на частоте второй гармоники (ВГ) и характеризуется низкой эффективностью вследствие рассогласования продольных компонент волновых векторов взаимодействующих волн. Увеличить эффективность преобразования позволяют двумерные нелинейные фотонно-кристаллические структуры в режиме квазисинхронизма. Поскольку волновые расстройки для различных порядков нелинейной дифракции Рамана-Ната отличаются, для реализации множественного квазисинхронизма предложено структурировать нелинейную среду в направлении продольной координаты методом суперпозиции модуляции нелинейности [3]. Суть метода [3] состоит в формировании нелинейной решетки путем сложения гармонических колебаний с пространственными частотами, соответствующими волновым расстройкам для рассматриваемых порядков нелинейной дифракции. Сформированная этим методом решетка не является периодической, но представляет собой оптимальную структуру с точки зрения максимизации амплитуд требуемых Фурье-компонент в пространственном спектре.

Для теоретического рассмотрения нелинейной дифракции Рамана-Ната в двумерной нелинейной фотонно-кристаллической структуре использована модель нелинейной дифракции Лауэ в одномерных доменных структурах [4]. Обобщение модели [4] на случай двумерных сред может быть выполнено в рамках подхода [5]. В этом случае, результирующее поле второй гармоники есть суперпозиция полей, генерируемых отдельными слоями толщиной d_q :

$$\begin{aligned}
 A(K_X) &= -i \frac{\alpha}{\Delta \tilde{k}} R(K_X) \sum_{q=1}^N (-1)^q \\
 &\times \exp(i d_q K_X^2 / 2k_2) \exp(i \Delta \tilde{k} v_q) (\exp(i \Delta \tilde{k} d_q) - 1), \\
 R(K_X) &= \sum_m \xi_m \exp[-a^2 (m q_X + K_X)^2 / 8], \\
 \alpha &= -i \pi \beta_2 I_1 a^2 / 2, \quad \Delta \tilde{k} = \Delta k - K_X^2 / 2k_2, \quad \Delta k = k_2 - 2k_1
 \end{aligned} \tag{1}$$

где множитель $(-1)^q$ учитывает скачок фазы при переходе от слоя к слою, а множитель $\exp(i \Delta \tilde{k} v_q)$ учитывает набег фазы на расстоянии $v_q = \sum_{r=1}^{q-1} d_r$, $k_{1,2}$ - волновые векторы на основной и удвоенной частоте, β_2 - коэффициент нелинейной связи, I_1 - интенсивность в центре пучка, a - размер пучка, q_X - основной вектор обратной нелинейной решетки в поперечном направлении, m - порядок нелинейной дифракции, ξ_m - коэффициенты Фурье, K_X - пространственная частота. На Рис. 1 приведены результаты расчета спектральной плотности ВГ ($S(K_X) = |A(K_X)|^2$) в 2D структуре с заданным периодом ($m=1$), а также в оптимизированной структуре, обеспечивающей квазисинхронную ГВГ для первых четырех порядков нелинейной дифракции. Из рисунка видно, что в случае оптимизированной структуры имеет место одновременный рост интенсивности ВГ для целого набора дифракционных максимумов.

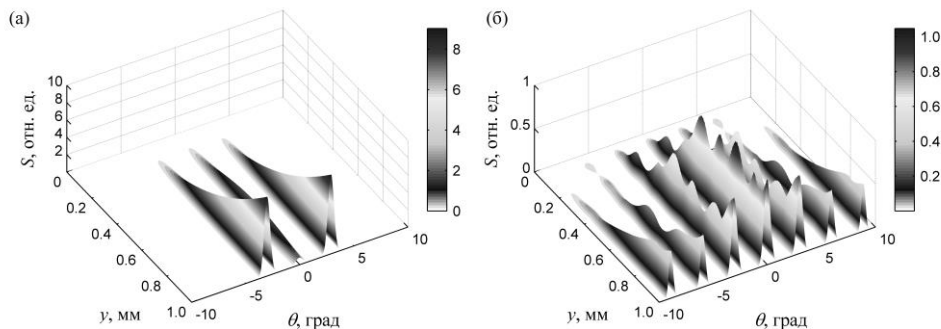


Рис. 1. Зависимость интенсивности второй гармоники от угла распространения и координаты вдоль периодической (а) и оптимизированной (б) структуры

Таким образом, предложенный подход позволяет существенно повысить эффективность ГВГ в условиях нелинейной дифракции Рамана-Ната. Полученные результаты могут быть использованы для создания нового поколения нелинейно-оптических преобразователей лазерного излучения и оптических разветвителей.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. S.M. Saltiel et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 103902.
2. В.И. Балахший и др. «Физические основы акустооптики» М.: Радио и связь, 1985.
3. А.А. Новиков, А.С. Чиркин. // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 3. С. 483.
4. И.В. Шутов и др. // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 1. P. 89.
5. M. Baudrier-Raybaut et al. // Nature. 2004. V. 432. P. 374.

О динамике квазимонохроматических импульсов прямоугольной формы в нелинейной среде

В.А. Халяпин², А.Н. Бугай¹

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 с кубической нелинейностью или в квадратично-нелинейной среде в каскадном пределе, когда не выполняется условие синхронизма для оптического выпрямления или генерации второй гармоники. Уравнение, описывающее распространение квазимонохроматических импульсов в таком случае, представляет собой нелинейное уравнение Шрёдингера [1]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - i\gamma \psi |\psi|^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь ψ – огибающая поля импульса, ω – центральная частота импульса, β_2 – коэффициент групповой дисперсии, γ – коэффициент при кубической нелинейности, $\tau = \eta - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал.

Анализ динамики параметров импульса проводится на основе метода моментов. Определим моменты импульса с помощью следующих выражений [2]

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

$$\tilde{C} = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \tau \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad (3)$$

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

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

где E – энергия импульса, σ – его длительность, \tilde{C} – определяет модуляцию частоты, n – степень супергауссового импульса.

Огибающую поля запишем следующим образом

$$\psi = V \exp \left[-\frac{1}{2} \left| \frac{\tau}{\tau_p} \right|^{2n} + i \left(\varphi - \frac{C}{2} \left(\frac{\tau}{\tau_p} \right)^{2n} \right) \right]. \quad (6)$$

Здесь V – амплитуда сигнала. Из (2)-(6) с учётом (6) и (1) получаем систему уравнений на параметры импульса

$$C = \frac{2\sigma\sigma_z}{\beta_2}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{2\sigma_z^2}{\beta_2} + \frac{2\sigma\sigma_{zz}}{\beta_2} = & \left(\frac{\beta_2}{\sigma^2} + \frac{4\sigma_z^2}{\beta_2} \right) \frac{n(2n-1)\Gamma\left(\frac{2n-1}{2n}\right)\Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)}{\left(\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)\right)^2} + \\ & + \frac{\gamma}{2^{2n}} \frac{nE\sqrt{\Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)}}{\sigma\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)\sqrt{\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$n_z = -\frac{\beta_2 C 8n^3(n-1)\Gamma\left(\frac{4n-1}{2n}\right)}{\tau_p^2 \Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}, \quad (9)$$

где

$$B^2 = \frac{nE\sqrt{\Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)}}{\sigma\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)\sqrt{\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}}, \quad \sigma^2 = \frac{\tau_p^2 \Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}. \quad (10)$$

Уравнения (7)-(10) решались численно для супергауссовых импульсов с произвольными значениями n . Последующее сравнение приближенного решения вида (6) с численным решением исходного уравнения (1) выявило хорошее совпадение данных результатов. Так рис.1 описывает эволюцию гауссового импульса и супергауссового с $n=2$. Из графиков следует, что гауссовый на входе импульс остается таковым в то время как супергауссовый импульс стремится к гауссовой форме.

Известно, что в дальне зоне дисперсии (без учета нелинейности) профиль импульса приобретает устойчивую форму, определяемую спектром входного импульса. Такой импульс называется “спектрон” [3]. Отсюда следует, что при больших n импульс разобьется на серию импульсов (что аналогично дифракции на щели). По этой причине система (7)-(10) справедлива для супергауссовых импульсов с n незначительно отличающимся от единицы.

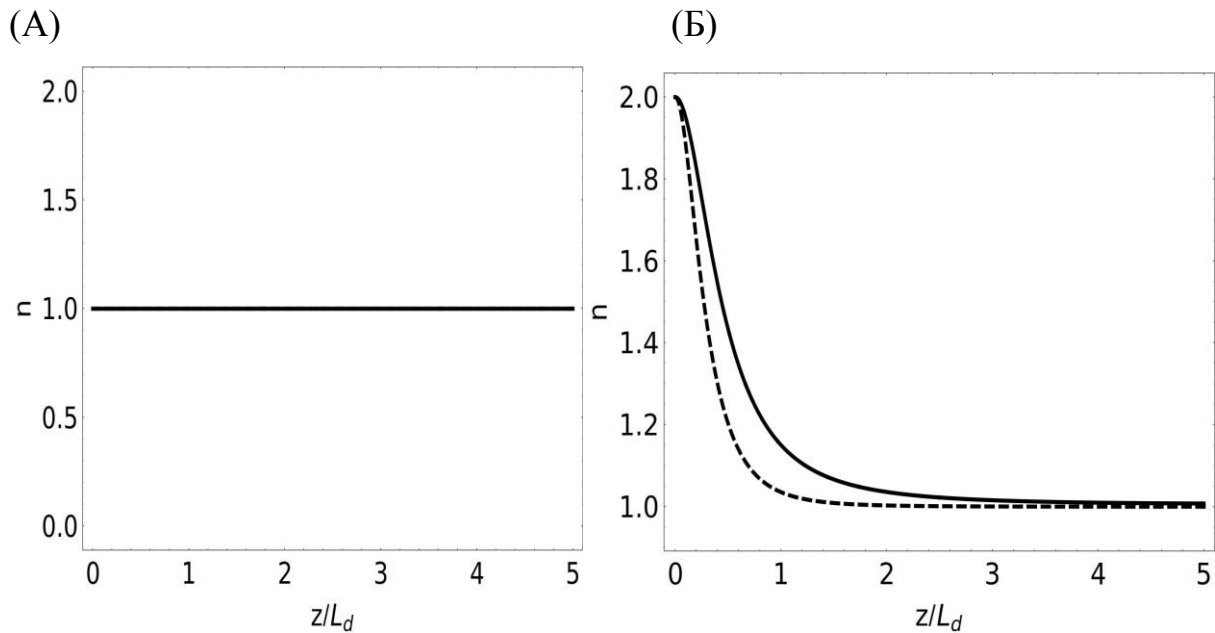


Рис.1 Эволюция показателя супергауссовости $n(z)$ при $\gamma = 0$ (штриховая линия) и $\gamma \neq 0$ (сплошная линия). (А) – гауссов импульс ($n = 1$), (Б) – супергауссов импульс ($n = 2$). Здесь L_d – характерная длина дисперсионного расплывания.

Из (11) следует, что установившийся режим ($\sigma_{zz} = 0$) возможен только в области аномальной дисперсии групповой скорости ($\beta_2 > 0$). В этом случае формируется солитон, когда мощность импульса превышает критическую. В области нормальной дисперсии групповой скорости ($\beta_2 < 0$) длительность импульса будет увеличиваться, он будет испытывать модуляцию и его спектральная ширина будет расти, т.е. будет происходить генерация спектрального суперконтинуума.

Предложенный подход представляется возможным обобщить на более сложные задачи, в частности, применить к решению проблемы генерации терагерцового излучения при оптическом выпрямлении с оптической накачкой, обладающей сложной временной формой или фазовой модуляцией [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №13-02-00199а).

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. Ю.Е. Дьяков, С.Ю. Никитин. Задачи по статистической радиофизике и оптике” М.: Изд-во МГУ, 1985.
4. С.В. Сазонов, А.П. Сухоруков, Н.В. Устинов // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т.100. № 10. С. 703.

Генерация гармоник высокого порядка и резонансы Фано

М.А. Хохлова^{1,2}, В.В. Стрелков²

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

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук
MargaritkaKhokhlova@gmail.com

Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом представляет собой уникальный источник когерентного коллимированного ультрафиолетового излучения фемто- и аттосекундной длительности. Простая, но при этом очень плодотворная трехступенчатая модель [1,2] ГГВП описывает этот процесс как результат туннельной ионизации, классического свободного движения электрона под действием лазерного излучения и рекомбинации на родительском ионе, сопровождающейся испусканием ультрафиолетового или мягкого рентгеновского излучения. Мы развили теорию ГГВП для того, чтобы описать генерацию гармоник (резонансные гармоники), частота которых совпадает (или близка) с частотой перехода между автоионизационным и основным состояниями генерирующего атома или иона. Данная теория основана на четырехступенчатой модели резонансной ГГВП [3] (см. рис. 1). Первые два шага совпадают с первыми двумя шагами из трехступенчатой модели, а вместо последнего шага (излучательная рекомбинация из континуума в основное состояние) свободный электрон захватывается родительским ионом так, что система (родительский ион + электрон) переходит в автоионизационное состояние (АИС), а затем она релаксирует в основное состояние, излучая ультрафиолет или мягкий рентген.

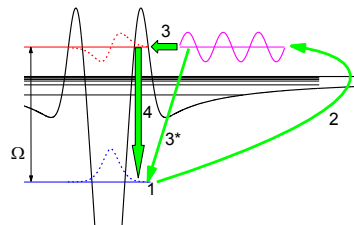


Рис. 1. Трехступенчатая модель включает ионизацию (1), свободное движение электрона в поле лазерного излучения (2) и рекомбинацию (3*); в нашей модели последний шаг заменен на безызлучательный переход в автоионизационное состояние (3) и релаксацию с испусканием ультрафиолетового или мягкого рентгеновского излучения(4). Черной кривой изображен модельный потенциал, заданный выражением (2), в котором существует основное состояние (синяя линия), связанные возбужденные состояния и одно квазистационарное возбужденное состояние (красная линия).

Чтобы описать резонансную ГГВП, к основному состоянию и состояниям «свободного» [4] континуума было добавлено квазистационарное состояние [5]. Предполагая, что (i) скорость ионизации мала, (ii) населенность АИС мала, и (iii) АИС не возмущено полем лазера, мы получили следующее выражение для спектральных комплексных амплитуд микроскопического отклика на частоте ω (далее используются атомная система единиц)

$$\mu(\omega) = \mu_{nr}(\omega) \left[1 + f \frac{1}{\Omega - \omega - i\Gamma/2} \right] \quad (1)$$

где $\mu_{nr}(\omega)$ – нерезонансный отклик (который может быть найден в рамках теории [4]), Ω – резонансная частота, Γ – ширина автоионизационного состояния, f – комплексный множитель, который зависит от свойств перехода между автоионизационным и основным состоянием, но не зависит от частоты ω . Легко заметить лоренц-фактор во втором слагаемом в скобках (1), обеспечивающий быстрое изменение фазы в окрестности резонанса. Другими словами, интерференция первого (нерезонансного) и второго (резонансного) слагаемого в этом выражении приводит к тому, что появляется «Фано-подобный» фактор в форме линии гармоника.

Для проверки нашей аналитической теории мы развили численный подход, основанный на решении нестационарного уравнения Шредингера (TDSE) для модельного потенциала:

$$V(r) = -\frac{Z}{\sqrt{a_0^2 + r^2}} + a_1 \exp\left[-\left(\frac{r - a_2}{a_3}\right)^2\right] \quad (2)$$

Выбор параметров Z, a_0, a_1, a_2, a_3 позволяет воспроизвести для выбранной генерирующей частицы энергию основного состояния и энергию АИС, а также время жизни АИС и силу осциллятора перехода между основным и автоионизационным состояниями. Для того чтобы найти излучаемый спектр, численно решалось 3D TDSE с аксиальной симметрией для электрона в описанном модельном потенциале под воздействием внешнего электрического поля лазерного излучения.

Результаты расчета интенсивностей гармоник хорошо согласуются количественно с результатами экспериментов для генерации высоких гармоник в плазменном факеле [6], показывающими усиление до двух порядков, когда гармоника является резонансной. Наши численные результаты также хорошо воспроизводят существенное различие в эффективности ГГВП для различных ионов. Кроме того, численное моделирование показывает характерное поведение фазы резонансно усиленной гармоника. Сильное влияние резонанса на фазу гармоника, генерирующейся в плазме олова, было продемонстрировано экспериментально с использованием метода RABBIT [7]. Измеренные фазы гармоник хорошо согласуются с нашими численными [7] и аналитическими результатами.

Относительно высокая эффективность генерации резонансных гармоник делает их потенциально интересными для генерации аттосекундных импульсов. Использование смеси нескольких ионов, имеющих узкие резонансы на различных частотах, или использование одного широкого резонанса, ширина которого существенно превышает частоту лазерного излучения, позволяет добиться усиления группы гармоник. Из формулы (1) можно видеть, что фаза сильно изменяется в окрестности резонанса. Для одиночного широкого резонанса фаза гармоника может быть изменена резонансом таким образом, что данное изменение скомпенсирует атточирп, присущий нерезонансным гармоникам, и, тем самым, позволит получить цуг очень коротких аттосекундных импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. B. Corkum // Phys. Rev. Lett. 1993 V. 71 P. 1994.
2. K. J. Schafer et al. // Phys. Rev. Lett. 1993 V. 70 P. 1599.
3. V. V. Strelkov // Phys. Rev. Lett. 2010 V. 104 P. 123901.
4. M. Lewenstein et al. // Phys. Rev. A 1994 V. 49 P. 2117.
5. V.V. Strelkov // Phys Rev A 2014 V. 89 P. 053833.
6. R. A. Ganeev // Journal of Modern Optics 2012 V. 59 P. 409.

7. S. Haessler et al. // New Journal of Physics 2013 V. 15 P. 013051.