

СЕКЦИЯ 3 “КОГЕРЕНТНАЯ, НЕЛИНЕЙНАЯ И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА”

СПОСОБ ПОСТРОЕНИЯ ФАЗОВО-РАСТРОВЫХ МАСОК Г.В. Белокопытов, Ю.В. Короткова	5
ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДВУХУРОВНЕВЫХ ПРИМЕСНЫХ СИСТЕМАХ М. Б. Белоненко, А.С. Сасов	8
О ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНАХ Ал.С. Киселев, Ан.С. Киселев, Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов, В.А. Смирнов.....	11
ВЫБОР МОДУЛИРУЮЩЕЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ДЛЯ КОДОВОГО РАЗДЕЛЕНИЯ КАНАЛОВ В ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ ФОТОННОГО ЭХА Л.Г. Корнилова, А.Н. Леухин.....	14
САМОСИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ВКР ЛАЗЕРЕ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НЕСКОЛЬКИХ СТОКСОВЫХ КОМПОНЕНТ В.А. Лисинецкий, Д.Н. Бусько, Р.В. Чулков	17
ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЗОНЫ И ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОД В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С ЖИДКО- КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ И.А. Хромова, Л.А. Мельников	20
ТРЕХМЕРНЫЕ ДЛИННО-КОРОТКОВОЛНОВЫЕ СОЛИТОНЫ А.Н. Бугай, С.В. Сазонов.....	23
ГЕНЕРАЦИЯ УТРОЕННЫХ ЧАСТОТ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ Е.М Буяновская, С.А. Козлов	26
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ И УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ $Bi_{12}TiO_{20}$ Т.В. Габрусева, Е.А. Мельникова, А.П. Сухоруков, А.Л. Толстик	29

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВОДОРОДОПОДОБНЫЙ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ АТОМ В ДИАБАТИЧЕСКОМ БАЗИСЕ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ Г.В. Грушевская	32
ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЩЕЛЕВЫХ СОЛИТОНОВ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ И.Г.Захарова, М.В. Комиссарова, И.Ю. Полякова, А.П. Сухоруков	35
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СРЕД, ОБЛАДАЮЩИХ ТОРОИДНЫМ МОМЕНТОМ А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, А.К. Звездин	38
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОБЫКНОВЕННО-НЕОБЫКНОВЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДЕ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ С ПОСТОЯННЫМИ ДИПОЛЬНЫМИ МОМЕНТАМИ М.Б. Крылов, С.В. Сазонов	41
МНОГОИМПУЛЬСНОЕ УПРАВЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫМИ ПРОЦЕССАМИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ФОТОННЫХ И.З. Латыпов, С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев	44
ТРЕХМЕРНАЯ ДИНАМИКА ПУЧКОВ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков	47
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ОТРАЖЕНИИ О.А. Мохнатова, А.Н. Берковский, С.А. Козлов	50
ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В ЧИСТЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЯХ О. Ормачеа, А.Л. Толстик	53
БИФУРКАЦИЯ НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ И ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР В НЕЛИНЕЙНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ О.Г. Романов	56
ЭФФЕКТ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В СИСТЕМЕ ИЗОТОПОВ С.В. Сазонов	59

СОЛИТОННАЯ ДИНАМИКА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ И УЛЬТРАКОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С.В. Сазонов, Н.В. Устинов	62
ДИНАМИКА ВЕКТОРНЫХ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ СОЛИТОНОВ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ СРЕДАХ С.В. Сазонов, Н.В. Устинов	65
ДИСКРЕТНО-НЕПРЕРЫВНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ СИГНАЛА В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ С.В. Сазонов, В.А. Халяпин	68
ДИНАМИКА СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С ПРОДОЛЬНОМ ГРАДИЕНТОМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков	71
ИНЕРЦИОННОСТЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОЛЯРИЗОВАННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЫ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов	74
ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИНТОВЫХ ФАЗОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ А.В. Алексеев, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков	77
ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В КВАДРАТИЧНО- НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ О.В. Боровкова, Д.А. Чупраков, А.П. Сухоруков	80
ДВУХЧАСТОТНОЕ НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ И.В. Цуканова, А.П. Сухоруков	83
ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В ПЛОТНЫХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ О.Х. Хасанов, Д.В. Горбач, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, А.А. Афанасьев, Е.К. Макаров	86

НЕВЫРОЖДЕННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО О. Ормачеа, О.Г. Романов, А.Л. Толстик	89
ОТРАЖЕНИЕ ФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКОВ ОТ ОПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков	92
ПОТОКИ ЭНЕРГИИ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЯХ В.В. Янгирова, А.П. Сухоруков	95
НЕЛИНЕЙНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В BaF ₂ В.М. Гордиенко, П.М. Михеев, В.С. Сырцов	98

СПОСОБ ПОСТРОЕНИЯ ФАЗОВО-РАСТРОВЫХ МАСОК

Г.В. Белокопытов, Ю.В. Короткова

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики колебаний

Важным направлением совершенствования микроэлектронной технологии является разработка масок (фотошаблонов) для фотолитографии и голографии, которые способны обеспечить воспроизведение всё более сложных функций пропускания с высокой точностью.

В данной работе предлагается способ построения фазово-растровых масок (ФРМ) с произвольной физически реализуемой функцией пропускания $F(x^o, y^o)$. Он базируется на двух основных положениях: дискретизации изображения и разложении отсчетов на три фазовые составляющие. Благодаря ограничению оптической системой спектра пространственных частот, участвующих в формировании оптического изображения, можно обеспечить синтез функции пропускания, задав систему отсчётов на сетке (растре), узлы которой располагаются в точках плоскости маски, удовлетворяющих теореме Котельникова [1].

На этом растре создаётся система отверстий, малых по сравнению с длиной волны, которая представляет собой вторичные источники света. Если указанные отверстия располагать на стыке трёх областей маски, имеющих разную оптическую толщину (рис.1), то амплитуду и фазу вторичных волн можно изменять путём малых сдвигов положений отверстий относительно границ областей с разными толщинами. Подобный подход применялся ранее для создания цифровых голограмм [2].

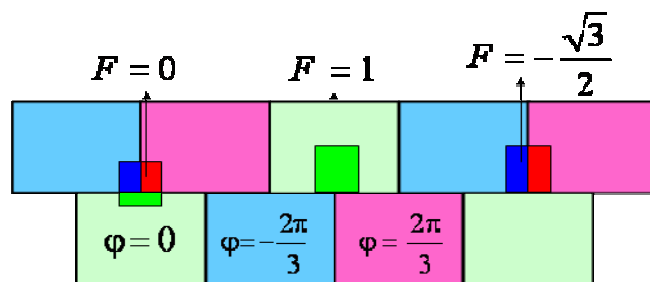


Рис. 1. Система отверстий в ФРМ

При этом местоположение отверстий на маске можно выбирать так, чтобы коэффициент пропускания маски в данной точке принял любое наперёд заданное значение. В случае, когда ширина отверстия много меньше шага дискретизации Δ , комплексная функция пропускания ФРМ

будет иметь вид: $F(x_m, y_n) = \frac{S_1 + S_2 \cdot e^{i2\frac{\pi}{3}} + S_3 \cdot e^{-i2\frac{\pi}{3}}}{S_1 + S_2 + S_3}$, где S_1, S_2 и S_3 площади

соответствующих областей с разными оптическими толщинами. Построение ФРМ упрощается при учете свойства локальности.

В настоящей работе разработан алгоритм создания ФРМ, который является развитием фазовых масок и позволяет получить произвольное распределение функции пропускания маски. В качестве примера приведена синтезированная маска для двух колец с зазорами (рис. 2). Такого вида элементы (только больших геометрических размеров) применяются для создания искусственных сред (композитных материалов) в диапазоне СВЧ [3]. Представляет интерес использование таких частиц и для построения фотонных кристаллов, обладающих резонансной магнитной восприимчивостью в ИК- и видимом диапазонах.

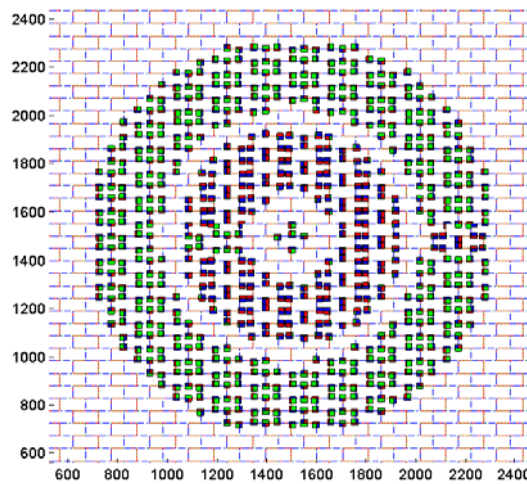


Рис. 2. Синтезированная маска

С помощью созданной программы численного моделирования, основанной на дифракционной теории формирования изображения, были получены распределения интенсивности и профили освещённости, в частности от представленной выше маски. Высокой контрастности в области изображения для рисунка, задаваемого на маске, можно достичь, комбинируя фазы отдельных его частей. Приведенные на рис.3 результаты численного моделирования соответствуют длине волны источника освещения $\lambda = 248$ нм и численной апертуре проекционного объектива $NA = 0.6$.

Достоинствами рассмотренных фазово-растровых масок являются их универсальность и возможность получения меньших критических размеров элементов рисунка по сравнению с традиционными бинарными и фазовыми фотошаблонами.

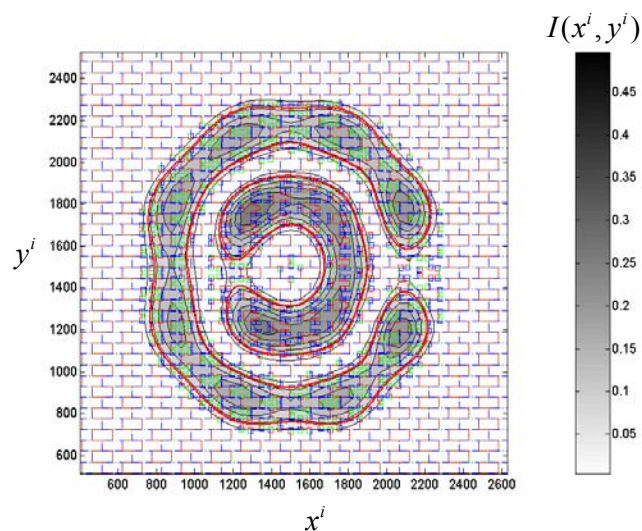


Рис. 3. Распределение интенсивности ФРМ

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Гудмен “Введение в Фурье-оптику” М.: Мир, 1970.
2. W.H. Lee // Appl. Opt. 1970.V.9. P.639.
3. D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz // Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. No.18. P.4184.

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДВУХУРОВНЕВЫХ
ПРИМЕСНЫХ СИСТЕМАХ

М. Б. Белоненко, А.С. Сасов

Волгоградский Государственный Архитектурно-строительный Университет

Одной из главных задач современной оптики является управление светом с помощью света, что достигается посредством взаимодействия электромагнитных солитонов друг с другом и с окружающей средой. В последнее время возрос интерес к эволюционным процессам электромагнитного поля в сегнетоэлектрических кристаллах. Данный факт обусловлен тем, что такие вещества являются достаточно перспективными с практической точки зрения и имеют большое прикладное значение.

Рассмотрим сегнетоэлектрики с водородными связями, для описания которых широко используется псевдоспиновый формализм. Уравнения движения Гейзенберга для средних значений псевдоспиновых операторов $\langle S^\alpha \rangle$, в приближении хаотических фаз и в континуальном пределе, имеют вид [1]:

$$\begin{cases} \frac{d\langle S^x \rangle}{dt} = (J\langle S^z \rangle + A\langle S^z \rangle_{\xi\xi} + B\langle S^z \rangle_{\eta\eta} + 2\mu_0 E)\langle S^y \rangle, \\ \frac{d\langle S^y \rangle}{dt} = \Omega\langle S^z \rangle - (J\langle S^z \rangle + A\langle S^z \rangle_{\xi\xi} + B\langle S^z \rangle_{\eta\eta} + 2\mu_0 E)\langle S^x \rangle, \\ \frac{d\langle S^z \rangle}{dt} = -\Omega\langle S^y \rangle, \end{cases} \quad (1)$$

где $\langle S^z \rangle_{\xi\xi} = \frac{d^2\langle S^z \rangle}{d\xi^2}$, $\langle S^z \rangle_{\eta\eta} = \frac{d^2\langle S^z \rangle}{d\eta^2}$, $J = \sum_j J_{ij}$, $A = Ja^2$, $B = Jb^2$, a - расстояние между соседними ячейками в кристалле в направлении ξ , b - расстояние между соседними ячейками в кристалле в перпендикулярном направлении, Ω - интеграл туннелирования; J_{ij} - обменный интеграл, E - электрическое поле, μ_0 - дипольный момент сегнетоэлектрической ячейки. При рассмотрении примесного атома ограничимся моделью двухуровневой системы считая, что более высокие уровни энергии не возбуждаются в интервале температур, при которых существует сегнетоэлектрический кристалл. Для величин, соответствующих псевдоспинам в сегнетоэлектрической подсистеме, можно получить следующие уравнения движения:

$$\begin{cases} N_t = -2d_p EP_-, \\ P_{+t} = -\Omega_p P_-, \\ P_{-t} = \Omega_p P_+ + 2d_p EN. \end{cases} \quad (2)$$

Систему уравнений (1,2) дополним уравнением, описывающим динамику электрического поля в случае пространственно однородного сегнетоэлектрика без свободных зарядов:

$$E_{tt} - c^2 E_{\xi\xi} - c^2 E_{\eta\eta} + \chi \langle S^z \rangle_{tt} + \chi_p P_{+tt} = 0, \quad (3)$$

где $\chi = 4\pi\mu_0$, $\chi_p = 4\pi d_p$, а индексы внизу означают соответствующую частную производную. На рисунке 1 представлены различные режимы распространения одиночного солитона в сегнетоэлектрической среде с примесями:

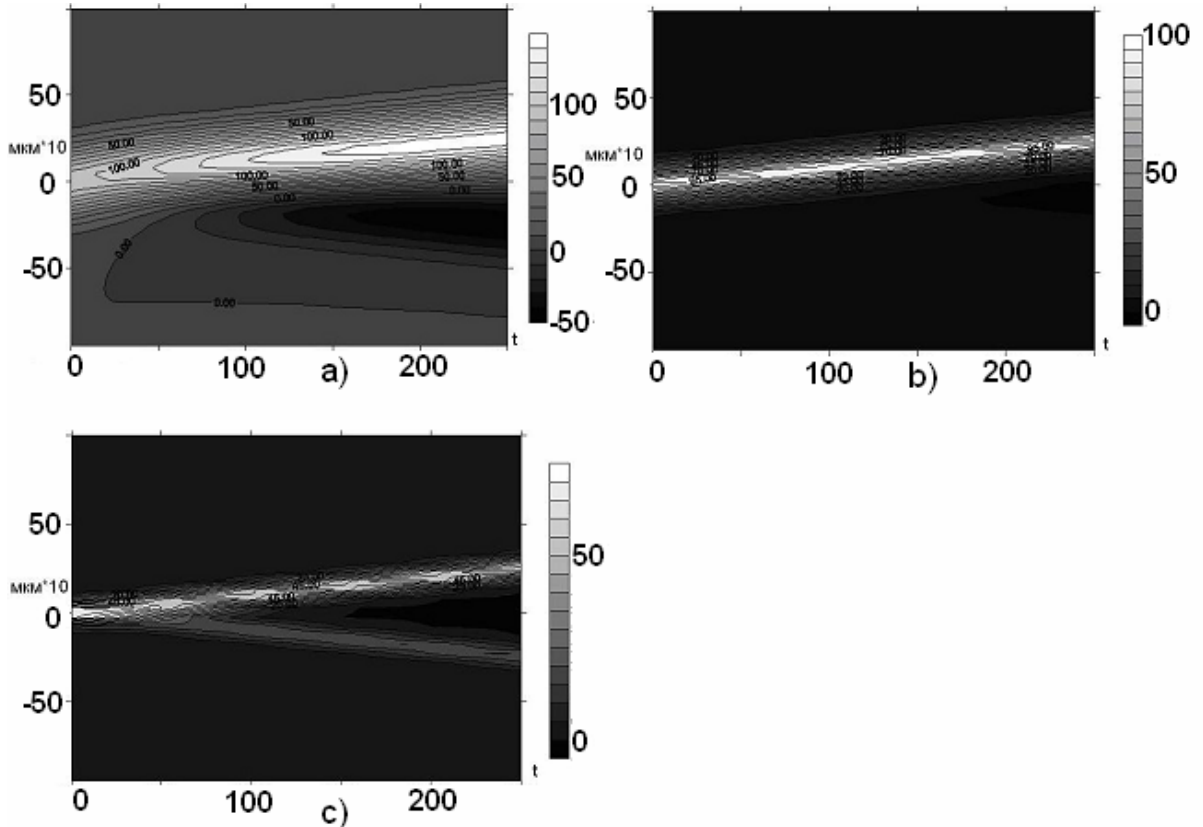


Рис. 1. Моделирование распространения одиночного солитона. Значения параметров: $J = 120K$, $d_p = 10$ Дебай, $\mu_0 = 1$ Дебай, $\Omega = 12K$, $\Omega_p = 1K$. По оси абсцисс – время (в относительных единицах)*100. В шкале яркости – электрическое поле (в относительных единицах)*100

На рис. 1а наблюдается монотонное замедление солитона (что предсказывается теорией), а также генерация несолитонного излучения, проявляющаяся вследствие неинтегрируемости исходной системы уравнений. На рис. 1б и 1с видна периодичность изменения ширины и скорости электромагнитного импульса, что связывается с перекачкой энергии между солитоном и сегнетоэлектриком, где важную роль играет примесная подсистема.

Запишем уравнения движения Гейзенберга для псевдоспиновых операторов в случае двулучепреломляющего кристалла с примесными атомами [2]:

$$\begin{cases} \langle \dot{S}^x \rangle = (J * \langle S^z \rangle + \alpha * E_1 + \beta * E_2) * \langle S^y \rangle, \\ \langle \dot{S}^y \rangle = \Omega * \langle S^z \rangle - (J * \langle S^z \rangle + \alpha * E_1 + \beta * E_2) * \langle S^x \rangle, \\ \langle \dot{S}^z \rangle = -\Omega * \langle S^y \rangle, \end{cases} \quad (4)$$

где E_1, E_2 - электрические поля электромагнитной волны, отличающиеся взаимно ортогональной поляризацией, α, β - удвоенные дипольные моменты системы. Данную систему необходимо решать совместно с уравнениями на компоненты электрического поля:

$$\begin{cases} (E_1)_u - c_1^2 * (E_1)_{\xi\xi} + 4\pi\alpha \langle S^z \rangle_u = 0, \\ (E_2)_u - c_2^2 * (E_2)_{\xi\xi} + 4\pi\beta \langle S^z \rangle_u = 0. \end{cases} \quad (5)$$

где c_1, c_2 - скорости электромагнитных волн с поляризацией E_1, E_2 . При определенных параметрах задачи, импульсы E_1 и E_2 образуют связанное состояние, что показано на рисунке 2:

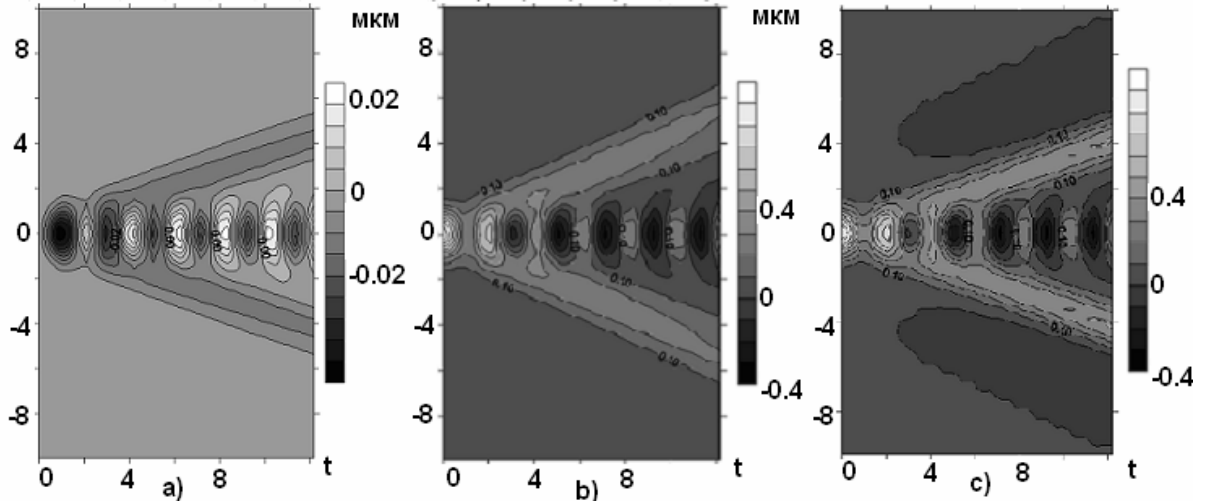


Рис. 2. Эволюция первоначального состояния поляризации. а) поляризация примесной подсистемы; б) компонента поля E_1 ($c_1 > c_2$); в) компонента поля E_2 . $\Omega = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $J = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $\alpha = 0.8 \cdot 10^{-29}$ Кл·м; $\beta = 0.8 \cdot 10^{-29}$ Кл·м. В шкале яркости – поляризация, нормированная на поляризацию насыщения

На рисунке 2 видно образование локализованного связанного состояния. Динамика примесной системы и одной компоненты электрического поля описывается в некоторых приближениях при помощи эффективного уравнения sin-Gordon, решения которого в виде бризеров и будут аналогами полученных нами численных решений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Блинц, Б. Жекш “Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики” М.: Мир, 1975. 398 с.
2. Л. Аллен, Дж. Эберли “Оптический резонанс и двухуровневые атомы” М.: Мир, 1978. 222 с.

О ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНАХ

Ал.С. Киселев, Ан.С. Киселев, Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов,
В.А. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
механики и оптики

Предельно короткие импульсы оптического излучения представляют значительный интерес ввиду широких возможностей приложения. Основная часть исследований формирования и свойств таких импульсов отвечает случаю прозрачных нелинейно-оптических сред. Моделью для исследований обычно служит двухуровневая система, для которой пренебрегается эффектами релаксации. Однако, на больших трассах эффект релаксации накапливается и приводит к заметным потерям излучения. Эти потери можно компенсировать введением усиливающей среды [1]. В работе [2] показано, что для устойчивости солитона двухуровневая схема пассивных атомов недостаточна, но такие солитоны реализуются для трехуровневой схемы. Задачей данного доклада служит, во-первых, анализ серии солитонов и их устойчивости для трехуровневой схемы и, во-вторых, исследование подобных солитонов в случае многоуровневых пассивных атомов.

Исходными служат одномерное волновое уравнение для скалярной напряженности электрического поля E

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E + 4\pi P) = 0 \quad (1)$$

и уравнения Блоха, вид которых приводится ниже. Здесь z – координата вдоль оси распространения излучения, c – скорость света в вакууме, t – время, P – поляризация среды.

Уравнения Блоха для матрицы плотности двухуровневых активных атомов (с накачкой, обозначаются верхним индексом 1) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^{(1)} &= -i \omega_{21}^{(1)} \rho_{21}^{(1)} - \gamma_{21}^{(1)} \rho_{21}^{(1)} - i \frac{d^{(1)}}{\hbar} E (\rho_{22}^{(1)} - \rho_{11}^{(1)}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}^{(1)} &= -\gamma_1^{(1)} \rho_{11}^{(1)} + \gamma_2^{(1)} \rho_{22}^{(1)} + i \frac{d^{(1)}}{\hbar} E (\rho_{21}^{(1)} - \rho_{21}^{(1)*}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}^{(1)} &= -\gamma_2^{(1)} \rho_{22}^{(1)} - i \frac{d^{(1)}}{\hbar} E (\rho_{21}^{(1)} - \rho_{21}^{(1)*}) + p. \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнения для пассивных атомов (обозначаются верхним индексом 2) описываются другими уравнениями Блоха

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{mm}^{(2)} = -\frac{i}{\hbar} \langle m | [V(t), \rho_S] | m \rangle + \sum_{n \neq m} \rho_{nn}^{(2)} \gamma_{mn}^{(2)} - \rho_{mm}^{(2)} \sum_{n \neq m} \gamma_{nm}^{(2)}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{mn}^{(2)} = -i(\omega_{mn}^{(2)} - i\gamma_{mn}^{(2)})\rho_{mn}^{(2)} - \frac{i}{\hbar} \langle m | [V(t), \rho_S] | n \rangle.$$

Здесь $\omega_{mn}^{(1,2)}$ – частота перехода, $\gamma^{(1)}$ – постоянные релаксации, \hbar – постоянная Планка, $d^{(1)}$ – дипольный момент перехода, p – накачка, $V(t)$ – оператор взаимодействия с внешним полем, определяемый для четырехуровневой схемы выражением

$$V(t) = -er E(t) = - \begin{pmatrix} 0 & d_{21}^{(2)} & 0 & d_{41}^{(2)} \\ d_{21}^{(2)} & 0 & d_{32}^{(2)} & 0 \\ 0 & d_{32}^{(2)} & 0 & d_{43}^{(2)} \\ d_{41}^{(2)} & 0 & d_{43}^{(2)} & 0 \end{pmatrix} E(t), \quad (4)$$

а $d_{21,32,43,41}^{(2)}$ – дипольные матричные элементы перехода. Поляризация среды с однородным уширением будет определяться выражением

$$P = N^{(1)} d^{(1)} (\rho_{21}^{(1)} + \rho_{21}^{(1)*}) + N^{(2)} \left[d_{21}^{(2)} (\rho_{21}^{(2)} + \rho_{21}^{(2)*}) + \dots \right. \\ \left. \dots + d_{32}^{(2)} (\rho_{32}^{(2)} + \rho_{32}^{(2)*}) + d_{31}^{(2)} (\rho_{31}^{(2)} + \rho_{31}^{(2)*}) \right] \quad (5)$$

для трехуровневой системы и

$$P = N^{(1)} d^{(1)} (\rho_{21}^{(1)} + \rho_{21}^{(1)*}) + N^{(2)} \left[d_{21}^{(2)} (\rho_{21}^{(2)} + \rho_{21}^{(2)*}) + d_{32}^{(2)} (\rho_{32}^{(2)} + \rho_{32}^{(2)*}) + \dots \right. \\ \left. \dots + d_{41}^{(2)} (\rho_{41}^{(2)} + \rho_{41}^{(2)*}) + d_{43}^{(2)} (\rho_{43}^{(2)} + \rho_{43}^{(2)*}) \right] \quad (6)$$

для четырехуровневой системы. В уравнениях (5), (6) $N^{(1,2)}$ – концентрация атомов двух типов.

В данных моделях возможен баланс усиления и поглощения, при котором распространяющийся импульс принимает вид диссипативного солитона и обладает дискретным набором скоростей. При этом такие солитоны после прохождения участка среды возвращают среду в исходное состояние. В результате, в среде, состоящей из активных и пассивных атомов, найдены серии стационарных локализованных структур, длительность которых сравнима с обратной частотой атомных переходов.

Стационарные структуры, приведенные на рис. 1 и 2, получены численным решением (2) и (3) с применением одношагового метода Рунге-Кутты, начиная с построения левого фронта структуры (правильная асимптотика при $\tau = t - z/V \rightarrow -\infty$) с изменением скорости V до получения правильной асимптотики на правом фронте локализованной структуры ($\tau \rightarrow +\infty$).

Приведенная на рис. 1 структура имеет скорость распространения, отвечающую $V^2/c^2 = 0.821195$. На рис. 2 представлена подобная структура, отвечающая скорости $V^2/c^2 = 0.820803$. Кроме таких сравнительно простых структур имеются стационарные локализованные структуры более

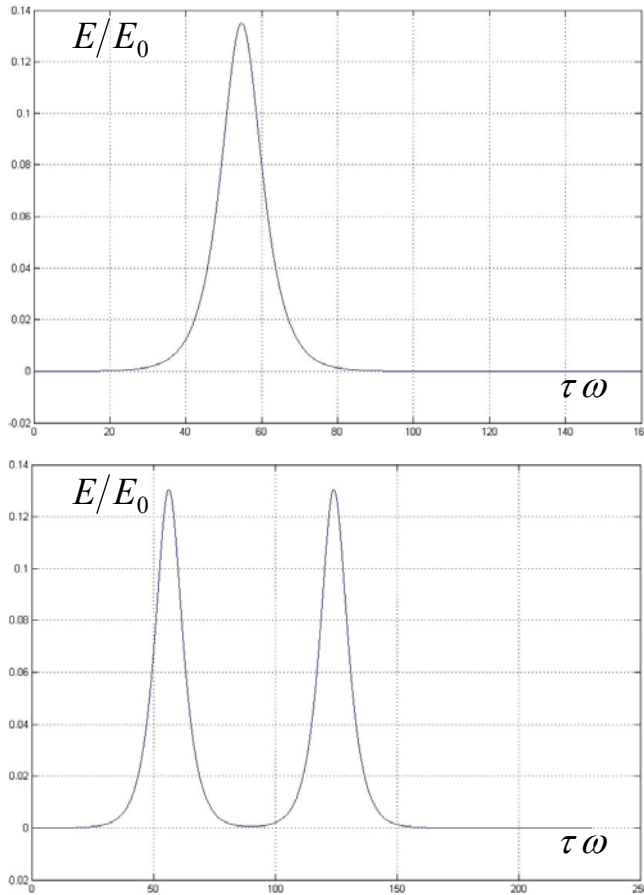


Рис. 1, 2. Временной профиль напряженности электрического поля стационарной локализованной структуры.

сложного вида, для которых задняя часть импульса содержит большое число медленно (со скоростью порядка скорости релаксации) затухающих осцилляций поля.

Выполненный численно линейный анализ устойчивости показывает, что изображенные на рис. 1 и 2 стационарные импульсы при принятых параметрах являются метастабильными, то есть имеются локализованные возмущения с чрезвычайно малой скоростью нарастания (порядка 10^{-5} скорости релаксации). В то же время указанные выше «сложные» импульсы, судя по численным расчетам, являются полностью устойчивыми и, соответственно, могут называться предельно

короткими временными солитонами. Расчеты показывают также возможность формирования таких солитонов при вводе в среду

с резонансной нелинейностью «обычных» фемтосекундных импульсов.

Таким образом, в среде, состоящей из активных и пассивных атомов, возможно формирование стационарных локализованных солитоноподобных структур с дискретным набором скоростей, которые представляют собой предельно короткие импульсы излучения с длительностью порядка времени, отвечающего частоте атомных переходов. Соответственно, спектр таких солитонов отвечает сверхуширению при сохранении когерентности излучения. Возможность формирования предельно коротких импульсов из доступных в настоящее время фемтосекундных импульсов открывает перспективы разнообразных приложений, в том числе для высокопроизводительной передачи информации.

Работа поддержана грантом МИНОБРНАУКИ РФ РНП.2.1.1.1189.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов, С.В. Федоров, S. Wabnitz // Опт. спектроск. (в печати).
2. Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. С. 337.

ВЫБОР МОДУЛИРУЮЩЕЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ДЛЯ
КОДОВОГО РАЗДЕЛЕНИЯ КАНАЛОВ В ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ
НА ОСНОВЕ ФОТОННОГО ЭХА

Л.Г. Корнилова, А.Н. Леухин

ГОУВПО Марийский государственный технический университет

Оптические эхо-процессоры и оптические запоминающие устройства, основанные на явлении фотонного эха (ФЭ), обладают большими возможностями записи, хранения и обработки информации [1]. В работе [2] анализируется возможность кодового разделения каналов в системах оптической памяти на основе долгоживущего фотонного эха (ДФЭ) при использовании шумоподобных сигналов. В приближении коротких возбуждающих импульсов временная форма сигнала ДФЭ определяется выражением:

$$E_{ДФЭ} \sim \iint E_1^*(x) E_3(y+x) E_2(t-y) dx dy, \quad (1)$$

где $E_n(t)$ – огибающая сигнала n -го возбуждающего импульса.

Следовательно, огибающая сигнала ДФЭ представляет собой свертку огибающей второго импульса со взаимнокорреляционной функцией (ВКФ) первого (референтного) и третьего (считывающего) импульсами. Поэтому временная форма сигнала ДФЭ будет воспроизводить временную форму второго (объектного) импульса при условии, что ВКФ первого и третьего импульсов является дельтовидной.

Отметим, что корреляционная функция в выражении (1) является ациклической, что обуславливает обязательное наличие боковых лепестков (корреляционный шум) (рис.1,а). В результате влияния корреляционного шума форма эхо-сигнала будет искажаться. Наилучшими ациклическими корреляционными свойствами обладают амплитудно-фазовые коды Хаффмана, у которых все боковые отсчеты кроме крайних равны нулю. Нулевыми боковыми лепестками могут обладать только циклические корреляционные функции (рис.1,б). В работе [3] предлагается механизм формирования циклической ВКФ в режиме фотонного эха.

Для дискретного случая ВКФ референтного и считывающего импульсов, определяемую выражением (1), можно представить в виде:

$$r_{a13}(y) = \sum_{x=0}^{N-1} E_1^*(x) \cdot E_3(x+y), \quad y = [-N+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, N-1], \quad (2)$$

где N - количество дискретных отсчетов в каждом из сигналов.

Циклическую ВКФ определим из выражения:

$$r_{c13}(y) = \sum_{x=0}^{N-1} E_1^*(x) \cdot E_3(x+y \pmod{N}), \quad y = [0, 1, \dots, N-1]. \quad (3)$$

Для получения циклической ВКФ вместо референтного импульса $E_1(x)$ можно посылать три последовательно следующих друг за другом импульса $E_1(x)$. В этом случае ВКФ будет иметь вид (рис.1,в), где область 0

соответствует отсчетам циклической ВКФ, (реализуем "дельта-функцию" в области 0).

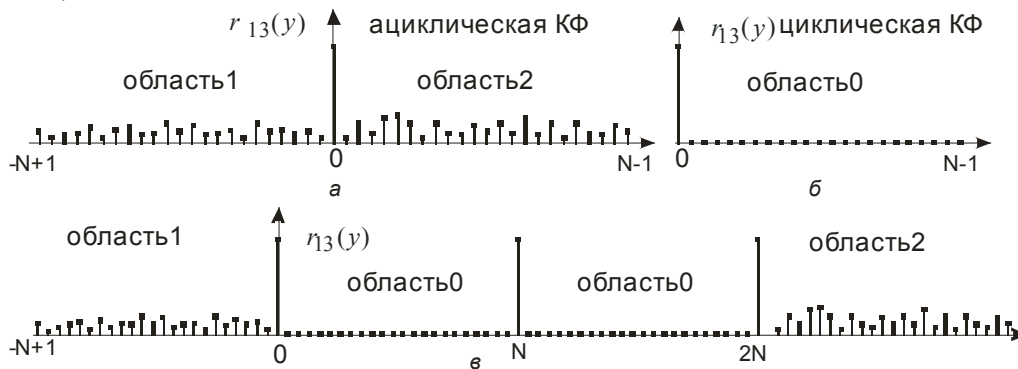


Рис.1. Формирование циклической ВКФ

Известны алфавиты фазокодированных последовательностей, обладающих дельтовидными корреляционными функциями. В работе [2] в качестве первого и третьего возбуждающих импульсов предложено использовать многофазные коды Фрэнка. В работе [4] решена задача синтеза всех возможных фазокодированных последовательностей для «базисных» решений и решений, основанных на разностных множествах, имеющих дельтовидную циклическую автокорреляционную функцию.

Для считывания информации, содержащейся в k -ом канале, необходимо подать считывающий импульс, сопряженный с k -ым референтным импульсом [2]. Интенсивность сигнала ДФЭ определится как:

$$I_{ДФЭ}(n) \sim \sum_{k=1}^K \left(\int \int E_{1k}^*(x) \cdot E_{3n}(x+y) \cdot E_{2m}(t-y) dx dy \right)^2, \quad k=1,2,\dots,K, \quad (4)$$

где K - количество каналов.

С точки зрения уменьшения взаимного влияния каналов друг на друга возбуждающие импульсы должны образовывать алфавит ортогональных символов в широком смысле, то есть все k референтных импульса должны иметь ВКФ, все отчеты которых равны нулю. Иначе в результате при считывании информации, записанной в определенном канале, возникает шум, обусловленный влиянием других каналов. Известны алфавиты ортогональных в широком смысле фазокодированных последовательностей. К ним относятся, например, элементарные контуры [5] и коды Радемахера.

В работе [3] предложено в качестве возбуждающих импульсов сигнала ДФЭ использовать импульсы с временной формой из алфавита квазиортогональных фазокодированных последовательностей. Такие последовательности обладают одноуровневой ВКФ со значением уровня отчетов равным $1/\sqrt{N}$ при больших размерностях N , стремящимся к нулю. В тоже время все фазокодированные последовательности из этого алфавита обладают одноуровневой автокорреляционной функцией со значением уровня боковых лепестков равным нулю.

В данной работе решена задача выбора фазокодированной последовательности для кодового разделения каналов в системах оптической памяти на основе долгоживущего фотонного эха. С этой целью исследуются

характеристики правильного выделения (распознавания) канальных последовательностей в составе группового сигнала. Результаты моделирования при размерностях фазокодированных последовательностей порядка $N \approx 1000$ приведены на рис.2. Из рис.2 следует, что с вероятностью правильного распознавания не меньше $p = 0,9$ распознаются коды Френка -3, «квазиортогональные» коды -4, коды класса р -7, М-последовательности 5, полученные на основе разностных множеств коды -6 при отношениях сигнал/шум $q = \sqrt{N}/\sigma = 32/5 = 5,4$; коды Радемахера -2 при отношениях сигнал/шум $q = \sqrt{N}/\sigma = 32/7 = 4,6$ и элементарные контуры -1 при отношениях сигнал/шум $q = \sqrt{N}/\sigma = 32/8,5 = 3,765$.

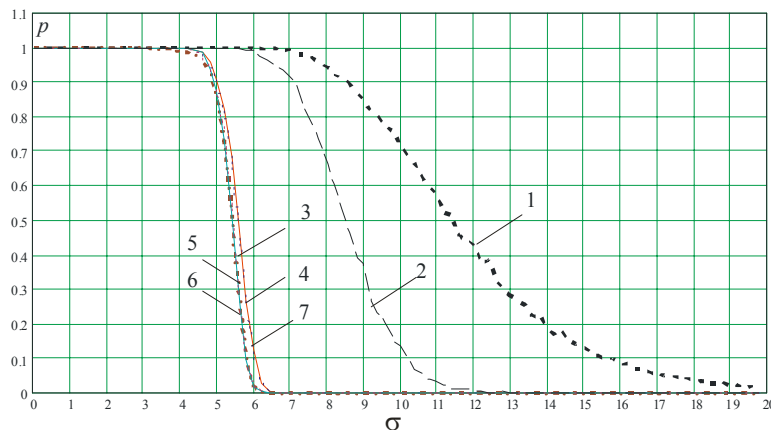


Рис.2. Характеристики распознавания кодовых последовательностей в составе группового сигнала

Таким образом, с точки зрения уменьшения взаимного влияния каналов друг на друга возбуждающие импульсы должны иметь форму элементарных контуров. Однако автокорреляционные функции элементарных контуров являются максимально не похожими на дельта-функцию, и следовательно, форма сигнала ДФЭ будет максимально искаженной. Минимальные искажения (за счет влияния соседних каналов) в форме сигнала ДФЭ возникнут при возбуждении сигналами видов 3,4,7.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках федеральной целевой НТП (гос. контракт №02.442.11.7330) и гранта РФФИ (№06-02-16416).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Калачев, В.В.Самарцев // КГУ, Казань, 2003.
2. Д.Д.Власова, А.А.Калачёв, В.В.Самарцев // Известия РАН: Серия физическая. 2006. Т. 70. № 4.
3. Л.Г. Корнилова, А.Н. Леухин // Сб. стат. «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия IX», 2005, Казань: КГУ. С. 299.
4. А.Н. Leukhin // Quantum Electronics. 2005. V. 35. № 8. P. 688.
5. Я.А. Фурман, А.Н. Леухин и др., Москва: Физматлит, 2003, 592 с.

САМОСИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ВКР ЛАЗЕРЕ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НЕСКОЛЬКИХ СТОКСОВЫХ КОМПОНЕНТ

В.А. Лисинецкий, Д.Н. Бусько, Р.В. Чулков

Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) известно как нелинейный процесс, используемый для преобразования частоты лазерного излучения. Генерация стоксовых компонент различного порядка позволяет получить излучение на ряде длин волн, находящихся в более длинноволновой области спектра, чем излучение накачки.

Эффективная генерация стоксовых компонент высокого порядка может быть достигнута в ВКР лазерах (комбинационно-активная среда помещается в резонатор, образованный двумя или более зеркалами). Генерируемое в ВКР лазере стоксово излучение обладает структурой, соответствующей собственным модам резонатора. Ранее была показана возможность синхронизации этих мод. Это достигалось при помощи дополнительного модулятора[1], рассеяния Мандельштама-Бриллюена[2] или многомодовой накачки[3].

В этой работе мы экспериментально и теоретически показали, что при когерентной накачке самосинхронизация мод в высокодобротном резонаторе ВКР лазера возможна без каких-либо дополнительных внешних причин.

В качестве накачки использовалось излучение второй гармоники ($\lambda=532$ нм) одночастотного Nd:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности. Длительность импульса накачки составляла 12 нс. Излучение фокусировалось в кристалл нитрата бария, находившегося в резонаторе, образованном двумя сферическими зеркалами. Входное зеркало полностью пропускало излучение накачки и имело максимальное отражение на длинах волн четырех стоксовых компонент. Для генерации второй ($\lambda=563$ нм) и четвертой ($\lambda=685$ нм) стоксовых компонент использовались зеркала, максимально отражающие стоксовы компоненты более низких порядков и 93-95 % энергии генерируемой компоненты. Длина резонатора составляла 19.5 см и 18 см при генерации второй и четвертой стоксовых компонент, соответственно. Измерения временных характеристик излучений проводились при помощи осциллографа с полосой пропускания 5 ГГц и быстрого фотодетектора.

Экспериментально было показано, что генерируемые излучения второй и четвертой стоксовых компонент представляют собой набор коротких эквидистантных импульсов (см. Рис. 1а). Расстояние между импульсами соответствовало времени прохода излучения по резонатору (1.56 нс для второй стоксовой компоненты, 1.46 нс для четвертой стоксовой компоненты). Длительность пиков в импульсе варьировалась в диапазоне от 115 пс до 500 пс при генерации второй и в диапазоне от 50 пс

до 260 пс при генерации четвертой стоксовой компоненты (Рис. 2). Увеличение базы резонатора вело к соответствующему увеличению периода следования пиков. Таким образом, можно предположить, что в ВКР лазере происходит синхронизация мод.

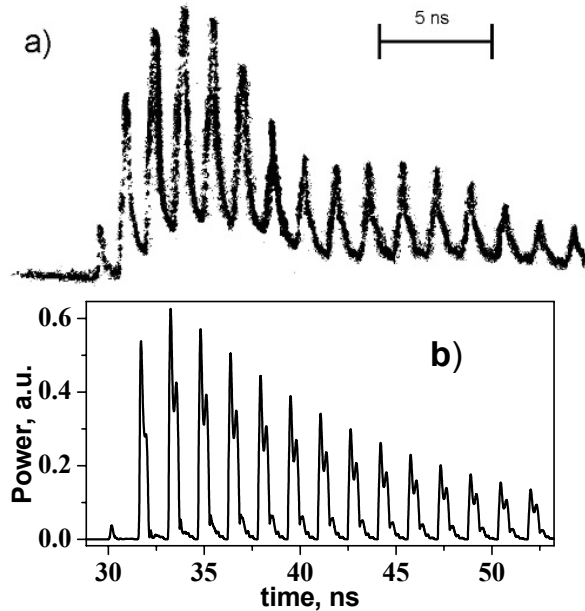


Рис. 1. Временные осциллограммы импульсов второй стоксовой компоненты: экспериментальная (a) и расчетная (b).

Чтобы понять механизм синхронизации мод в ВКР лазере мы провели численный расчет каскадной генерации 5 стоксовых компонент, распространяющихся как в попутном, так и в обратном направлениях. Расчеты, проведенные при условиях, близких к экспериментальным, показали, что в процессе генерации происходит самосинхронизация мод. (Рис. 1b,3).

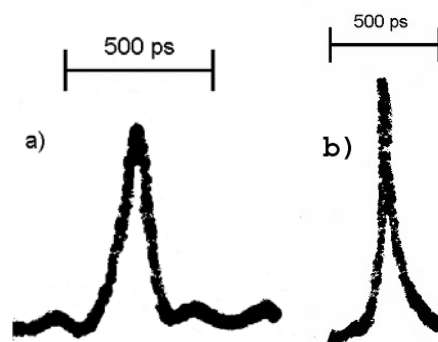


Рис. 2. Осциллограммы самых коротких измеренных импульсов второй (a) и четвертой (b) стоксовых компонент.

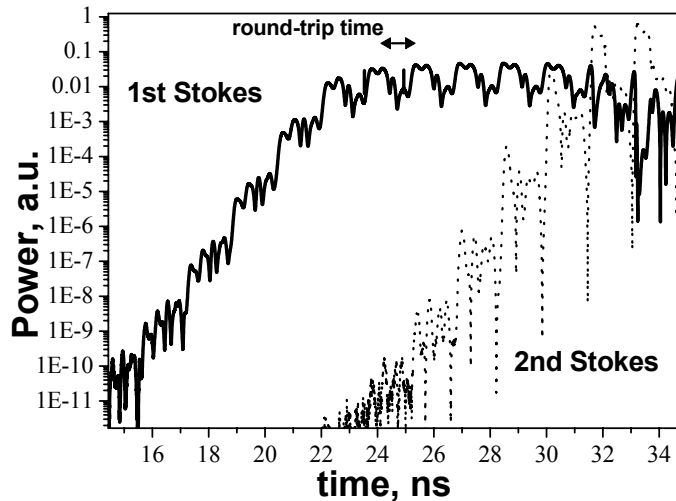


Рис. 3. Временная эволюция первой и второй стоксовых компонент в логарифмическом масштабе.

Причину самосинхронизации мод в ВКР лазере с каскадной генерацией стоксовых компонент можно объяснить следующим образом. Излучение первой стоксовой компоненты, генерируемое в высокодобротном резонаторе, обладает модовой структурой, обусловленной резонатором ВКР лазера. Это проявляется в виде межмодовых биений интенсивности (см. Рис. 3). Эти биения происходят с периодом, равным времени обхода по резонатору, являясь, таким образом, синхронной накачкой для второй стоксовой компоненты, в результате чего происходит синхронизация мод. Из приведенных рассуждений следует, что самосинхронизация мод в ВКР лазере по описанному механизму может быть получена на любой стоксовой компоненте, кроме первой.

Проведенные расчеты также показали, что длительность отдельных импульсов в генерируемой последовательности сильно зависит от времени поперечной релаксации среды (T_2). Снижение T_2 с 25 пс до 5 пс вызвало уменьшение длительности импульсов с 50 пс до 10 пс.

Таким образом, экспериментально и теоретически было показано, что в ВКР лазере при использовании высокодобротного резонатора возможна самосинхронизация мод без каких-либо внешних причин.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.H. Pantell et.al. // Appl. Phys. Lett. 1966. Vol.9. № 3. P. 104.
2. Н.Н. Жуков и др. // ЖЭТФ. 1983. Т.85. В. 1(7). С. 50.
3. N. V. Kravtsov, N.I. Naumkin // Квантовая электроника. 1979. Т.6. № 2. С. 375.

ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЗОНЫ И ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МОД В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С ЖИДКО-
КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

И.А. Хромова, Л.А. Мельников
Саратовский Государственный Университет

В последнее время фотонно-кристаллические волноводы (ФКВ) привлекают внимание исследователей и технологов в силу перспектив их использования для управления параметрами распространяющихся световых пучков и импульсов.

Настоящая работа посвящена исследованию свойств фотонно-кристаллических волноводов с жидко-кристаллическим заполнением (ЖКФКВ) [1], управление свойствами которых осуществляется за счет внешнего электрического поля, вызывающего переориентацию директоров молекул жидких кристаллов. Несмотря на перспективность использования фотонных кристаллов, заполненных жидкими кристаллами, к настоящему времени на базе таких структур созданы лишь работающие в достаточно медленном режиме переменные оптические аттенюаторы и фильтры. В настоящее время последовательный теоретический подход к вопросу о распространении электромагнитного излучения в подобных анизотропных волноведущих фотонно-кристаллических средах отсутствует, что затрудняет проектирование структур и их практическую реализацию.

Данное исследование направлено на построение теории собственных волн в анизотропных фотонно-кристаллических волноводах, в том числе ЖКФКВ. В работе излагается векторная теория для анизотропных фотонно-кристаллических волноводов с произвольными геометрическими и материальными свойствами.

В работе исследуются фотонно-кристаллические волокна, воздушные элементы оболочки в которых заполнены жидкими кристаллами, что позволяет добиться управляемой анизотропии материала. В различных типах жидких кристаллов (смектик, нематик, холестерик и др.) при различных условиях ориентация молекул может быть гомеотропной или же изменяться от точки к точке. Оба случая рассматриваются в настоящей работе.

Предполагается, что заполнение фотонно-кристаллического волновода анизотропными материалами происходит так, что директора жидких кристаллов при отсутствии внешних полей ориентированы вдоль оси волновода. При наложении внешнего электрического поля, перпендикулярного оси волокна, происходит поворот директора молекул жидких кристаллов на некоторый угол α к продольной оси ЖКФКВ, зависящий от величины внешнего поля.

В работе с помощью модифицированного метода плоских волн [2] было получена система векторных уравнений для анализа собственных волн в неоднородных анизотропных фотонно-кристаллических средах. Решение данных уравнений позволяет рассчитать поля мод и дисперсионные свойства рассматриваемого волновода.

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G} + \beta \vec{z}| \cdot |\vec{k} + \vec{G}' + \beta \vec{z}| \mathbf{M} \begin{pmatrix} H_{\vec{G}'}^{(1)} \\ H_{\vec{G}'}^{(2)} \end{pmatrix} = - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \begin{pmatrix} H_{\vec{G}}^{(1)} \\ H_{\vec{G}}^{(2)} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где λ – длина волны, β – постоянная распространения, $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ – базис единичных векторов, введенных как показано в [3], \vec{k} – вектор Блоха, \vec{G} – вектор обратной решетки фотонно-кристаллической структуры, $\vec{H}_{\vec{G}}^{(1)}, \vec{H}_{\vec{G}}^{(2)}$ – спектральные компоненты вектора магнитного поля, \mathbf{M} – матрица, содержащая Фурье-амплитуды тензора обратной диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}_{\vec{G}}$ для произвольной конфигурации исследуемой структуры:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \vec{e}_1^{\vec{G}'} \cdot [\vec{e}_3^{\vec{G}} \times (\hat{\epsilon}_{\vec{G}-\vec{G}'} \cdot \vec{e}_2^{\vec{G}'})] & - \vec{e}_1^{\vec{G}} \cdot [\vec{e}_3^{\vec{G}} \times (\hat{\epsilon}_{\vec{G}-\vec{G}'} \cdot \vec{e}_1^{\vec{G}'})] \\ \vec{e}_2^{\vec{G}'} \cdot [\vec{e}_3^{\vec{G}} \times (\hat{\epsilon}_{\vec{G}-\vec{G}'} \cdot \vec{e}_2^{\vec{G}'})] & - \vec{e}_2^{\vec{G}} \cdot [\vec{e}_3^{\vec{G}} \times (\hat{\epsilon}_{\vec{G}-\vec{G}'} \cdot \vec{e}_1^{\vec{G}'})] \end{pmatrix}, \quad (2)$$

В случае однородного заполнения элементов фотонно-кристаллического волновода жидкими кристаллами, то есть в случае, когда ориентация директора молекул жидкого кристалла не зависит от поперечных координат, Фурье-амплитуды тензора обратной диэлектрической проницаемости были выражены как:

$$\hat{\epsilon}_{\vec{G}-\vec{G}'} = f_{\vec{G}-\vec{G}'} (\mathbf{T} \cdot \hat{\epsilon}_{lc} \cdot \mathbf{T} - \hat{\epsilon}_{glass}) + \hat{\epsilon}_{glass} \delta(\vec{G} - \vec{G}'), \quad (3)$$

где $\hat{\epsilon}_{lc}$ и $\hat{\epsilon}_{glass}$ – тензоры обратной диэлектрической проницаемости жидкого кристалла и стекла, из которого изготовлена структура, соответственно, $\delta(x)$ – дельта-функция, \mathbf{T} – матрица поворота, определяющая ориентацию директоров молекул жидкого кристалла относительно оси волокна, $f_{\vec{G}}$ – Фурье-амплитуды функции, определяющей профиль ЖКФКВ в поперечном сечении:

$$f(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{в стеклянных элементах структуры} \\ 0, & \text{в отверстиях, заполненных анизотропным материалом} \end{cases} \quad (4)$$

С помощью выведенных уравнений были рассчитаны структуры фотонных запрещенных зон оболочки и дисперсионные характеристики мод ЖКФКВ с различными конфигурациями фотонно-кристаллических оболочек и формами сердцевин. В работе было продемонстрировано смещение положения фотонных запрещенных зон оболочек исследуемых волокон при наложении внешнего электрического поля (Рис.1).

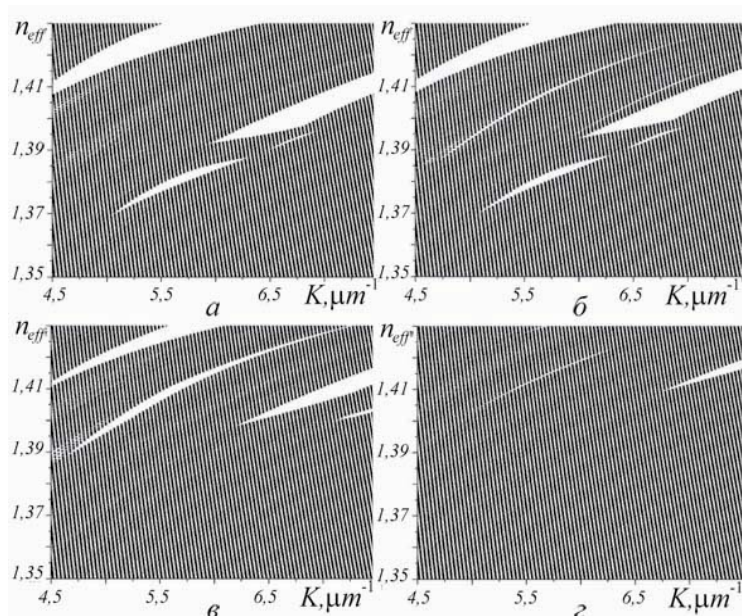


Рис.1. Дисперсионные диаграммы оболочки ЖКФКВ при повороте директоров молекул жидких кристаллов внешним полем на углы а) $\alpha = 0^\circ$, б) $\alpha = 5^\circ$, в) $\alpha = 10^\circ$, з) $\alpha = 14^\circ$ к оси волокна. $K = 2\pi/\lambda$ – длина волнового вектора в свободном пространстве, n_{eff} – эффективный показатель преломления.

Например, было показано, что данное смещение может достигать сотен нанометров по шкале длин волн, что означает возможность эффективного переключения режимов пропускания ЖКФКВ внешним полем.

Исходя из полученных результатов, в работе обсуждается возможность создания ЖКФКВ с характеристиками, перестраиваемыми внешним электрическим полем, и перспективность использования таких устройств для управления светом.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Scolari et al//Opt. Express 2005. V. 13. No 19. P. 7483.
2. S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos// Opt. Express 2001. V. 8. No 3. P. 173.
3. L. Melnikov, I. Khromova, A. Scherbakov, N. Nikishin // Proc. SPIE. 2005. V. 5950. P. 243.

ТРЕХМЕРНЫЕ ДЛИННО-КОРОТКОВОЛНОВЫЕ СОЛИТОНЫ

А.Н. Бугай, С.В. Сазонов

Российский государственный университет имени Иммануила Канта

В последние годы в исследованиях нелинейных волновых процессов заметна тенденция к изучению трехмерных локализованных объектов. Так, в нелинейной оптике к настоящему времени известны квазимонохроматические «пули», «вихревые солитоны», локализованные «Х-пучки» и др. [1].

В то же время еще одним важным направлением является изучение импульсов все более коротких длительностей вплоть до нескольких колебаний электромагнитного поля (до полупериода), называемых предельно короткими импульсами (ПКИ), и их поперечной динамики.

Возможны также комбинированные волновые объекты, состоящие из двух компонент, причем одной компонентой из них является обычный квазимонохроматический импульс, а второй – ПКИ. Именно изучению их поперечной динамики и выявлению возможных типов структур и посвящена настоящая работа.

В качестве конкретной физической системы рассмотрим два сходных процесса. Первый из них - стоксово саморасcеяние оптического импульса в одноосном кристалле на порождаемом им же ПКИ необыкновенной волны [2]. Другой процесс, мандельштам-бриллюэновское саморасcеяние оптического импульса на генерируемом им ПКИ акустической деформации, происходит в условиях замедленного света при эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [3].

Оба предсказанных явления сопровождаются формированием двухкомпонентных солитонов, одни компоненты которых представляют собой квазимонохроматические солитоны (коротковолновые солитоны), а другие – ПКИ-солитоны без несущей частоты (длинноволновые солитоны). При этом коротковолновая составляющая испытывает сдвиг Ω несущей частоты в красную область, величина которого пропорциональна интенсивности данной составляющей. Для эффективности указанных процессов саморасcеяния необходимо выполнение условия резонанса Захарова – Бенни, которое заключается в том, что групповая скорость v_g коротковолновой компоненты равна фазовой скорости v_{ph} длинноволновой составляющей.

Описанные выше процессы саморасcеяния при распространении вдоль оси z подчиняются системе уравнений

$$i \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} + \alpha u \xi = \frac{c}{2n\omega} \Delta_{\perp} \xi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \beta \frac{\partial}{\partial \tau} (|\xi|^2) = \frac{v_{ph}}{2} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\tau} u d\tau', \quad (2)$$

где ξ - комплексная огибающая коротковолновой компоненты, ω - ее входная несущая частота, c - скорость света в вакууме, n - показатель преломления среды на частоте ω , $k_2 \equiv \partial v_g^{-1} / \partial \omega$ - коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС), u - поле длинноволновой компоненты, $\tau = t - z/v_g$ - “локальное” время, α и β - постоянные, описывающие нелинейное взаимодействие между обеими компонентами, Δ_{\perp} - поперечный лапласиан.

В отсутствие правых частей данная система является интегрируемой с помощью метода обратной задачи.

Поперечная структура здесь исследуется с помощью вариационного метода усредненного лагранжиана [1 - 3]. Пробные решения вида

$$\xi = |k_2| \sqrt{\frac{\Omega}{\alpha\beta}} \rho \exp[-i(\Omega\tau + \Phi)] \operatorname{sech}[\rho(\tau + k_2\Omega z)], \quad (3)$$

$$u = -\frac{k_2}{\alpha} \rho^2 \operatorname{sech}^2[\rho(\tau + k_2\Omega z)], \quad (4)$$

где ρ и Φ - функции координат, имеющие смысл обратной длительности τ_p солитона и эйконала коротковолновой компоненты, подставляются в лагранжиан, соответствующий системе (1), (2). После этого производится усреднение по временной переменной и варьирование полученного выражения по пробным функциям ρ и Φ , что приводит к уравнениям гидродинамического типа [2, 3]. Можно показать, что последние эквивалентны следующему безразмерному уравнению

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} - v_0^2 \Delta_{\perp} \psi + (v_0^2 - 1) \frac{\psi}{|\psi|} \Delta_{\perp} \psi + |\psi|^4 \psi = 0, \quad (5)$$

где $\psi = \psi_m \sqrt{\rho} \exp[i(\eta\Omega^2 z - \Phi)]$.

Данное обстоятельство позволяет описывать эволюцию исходного импульса пользуясь результатами, аналогичными таковым в теории квазимонохроматических пространственных пучков.

В области нормальной ДГС ($k_2 > 0$) входной импульс испытывает дефокусировку. Однако, при достаточно больших поперечных размерах в

нем могут существовать топологические дефекты, которые имеют вид «темных» вихрей в случае коротковолновой компоненты, и «дырок» в случае длинноволновой компоненты. Как показывает анализ эти объекты вполне устойчивы.

При аномальной ДГС ($k_2 < 0$) возможны решения типа «оптических пульс», а также «светлых» вихрей. В последнем случае распределение поля имеет вид тора или «пончика», а фаза коротковолновой составляющей описывает спираль. Однако, как показывает вариационный подход, эти структуры являются неустойчивыми и испытывают самофокусировку (коллапс) при превышении критической мощности.

Таким образом, предсказываются новые типы трехмерных двухкомпонентных длинно-коротковолновых солитонов. Тем не менее устойчивость структур, возникающих в области аномальной ДГС, в рамках использованных вариационных методов не полностью доказана. В частности, при больших слагаемых в правых частях (1), (2) в подавлении коллапса может сыграть роль нелокальность, как например в [4]. Кроме того, данная система имеет естественное обобщение [2], приводящее к возникновению эффективной нелинейности с насыщением, что также приводит к устойчивости подобных объектов [5].

Работа поддержана РФФИ (проект № 05 – 02 – 16422а) и фондом некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.S. Kivshar and G.P. Agrawal “Optical Solitons” Amsterdam, Academic Press, 2003.
2. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Квантовая электроника 2005. Т.35. № 11. С.1019.
3. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 6. С. 1123.
4. D. Mihalache, D. Mazilu, F. Lederer, B.A. Malomed, Y.V. Kartashov, L.-C. Crasovan, and L. Torner // arXiv:nlin.PS/0601054 v3 26 Jan 2006.
5. D. Mihalache, D. Mazilu, L.C. Crasovan, I. Towers, A.V. Buryak, B.A. Malomed, L. Torner, J.P. Torres, and F. Lederer // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 073902-4.

ГЕНЕРАЦИЯ УТРОЕННЫХ ЧАСТОТ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ВСТРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В
НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Е.М Буяновская, С.А. Козлов

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий
механики и оптики

Эволюция поля световых импульсов из малого числа колебаний, спектр которых хотя и широк, но лежит в диапазоне прозрачности диэлектрической среды, может быть описана уравнением [1, 2]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 E}{\partial t^4} - \frac{2N_0}{c} b E - g \frac{\partial^2 E^3}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где E - напряженность электрического поля излучения, c - скорость света в среде, z - направление его распространения, t - время, N_0, a, b - параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления

$$n = N_0 + ca\omega^2 - c \frac{b}{\omega^2} \quad (2)$$

от частоты ω , $g = \frac{4\pi\chi}{c^2}$, χ - нелинейная восприимчивость среды.

Авторы искали уравнения встречных волн в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + F_+(E_+, E_-) = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - F_-(E_-, E_+) = 0 \end{cases}, \quad (3)$$

которые в линеаризированном виде следуют из линеаризованного уравнения (1) [1]. Неизвестные функции F_+ и F_- определяли так, чтобы решения системы укороченных уравнений (3) являлись и решениями полного волнового уравнения (1).

В работе [2] нами было показано, что этому условию отвечают уравнения:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + \frac{3gc}{2N_0} \left[(E_+ + E_-)^2 \frac{\partial E_+}{\partial t} + E_+ \frac{\partial E_-}{\partial t} (E_+ + 2E_-) \right] = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - \frac{3gc}{2N_0} \left[(E_+ + E_-)^2 \frac{\partial E_-}{\partial t} + E_- \frac{\partial E_+}{\partial t} (E_- + 2E_+) \right] = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Далее был рассмотрен случай взаимодействия полей слабо- E_+ и сильноинтенсивного E_- импульсов. Методом итераций было получено выражение для поля слабого импульса в приближении заданного сильного поля встречного импульса вида:

$$E_+ = \varepsilon_1 + \frac{3gc}{2N_0} \int_{z_0}^{z'} \frac{\partial (E_-^2 \varepsilon_1)}{\partial \tau} dz', \quad (6)$$

где ε_1 - решение в нулевом приближении (исходный слабый импульс до взаимодействия), z_0 - граница области взаимодействия, $\tau = t - \frac{N_0}{c} z$.

Поле сильного импульса рассмотрим в виде: $E_- = E_{-0} \sin(\tau + 2z)q(\tau + 2z)$, где $q(\tau + 2z)$ - функция прямоугольника, ограничивающая синусоиду на некотором промежутке. Нулевое приближение поля слабого импульса зададим в виде $\varepsilon_1 = E_{+0} \sin(\tau)f(\tau)$, где $f(\tau)$ - также функция прямоугольника. Тогда аналитическое выражение для поля импульса низкой интенсивности после взаимодействия (6) приняло вид:

$$E_+ = E_{+0} \sin(t - z)f(t - z) + f(t - z)q^2(t + z)GE_{+0} \times \left[\begin{array}{l} -3(\sin(3t + z'') - \sin(3t + z_0)) + 3(\sin(t + 3z'') - \sin(t + 3z_0)) - \\ -2(\sin(t - z'') - \sin(t - z_0)) \end{array} \right], \quad (7)$$

где $G = \frac{2\Delta n_{\text{нл}}}{4N_0}$, $\Delta n_{\text{нл}} = gcE_{0-}^2$ - характеризует нелинейное изменение показателя преломления.

На рис. 1-3 проиллюстрированы изменения поля и спектра малоинтенсивного импульса

На рис. 1 представлено изменение поля слабого импульса из-за воздействия на него встречного высокоинтенсивного излучения $G = 0,25 \cdot 10^{-3}$.

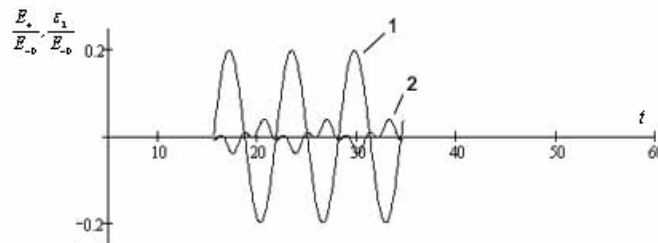


Рис. 1. Исходное распределение поля (1) и добавка (2) к нему, полученная в результате взаимодействия со встречным импульсом.

На рис. 2 приведено результирующее поле низкоинтенсивного импульса после взаимодействия. Как видно из рисунка, происходит укрупнение фронта электрического поля излучения на каждом его колебании.

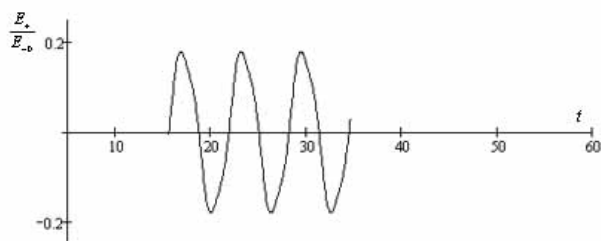


Рис. 2. Результирующее поле излучения

На рис. 3 проиллюстрировано изменение исходного спектра слабоинтенсивного импульса после взаимодействия с высокоинтенсивным импульсом в нелинейной среде, соответствующий временным зависимостям поля на рис. 1-2.

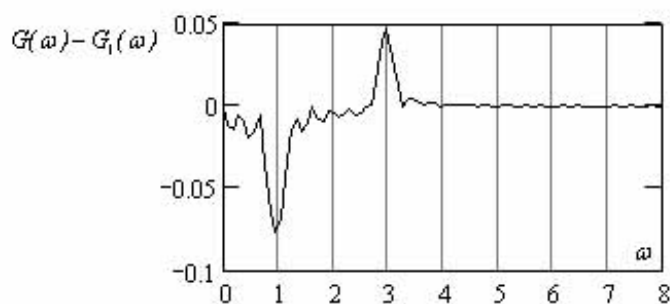


Рис. 3. Разница между спектрами провзаимодействовавшего и начального импульсов

Из рис. 3 видно, что в спектре провзаимодействовавшего импульса появляется излучение на утроенной частоте, которое составляет примерно 8 % от первоначального излучения на основной частоте.

Работа поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы РНП.2.1.1.6877»

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. В. 2. С. 404.
2. Е.М. Буяновская, С.А. Козлов // Сборник трудов Четвертой Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика - 2005», 2005. С. 82.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ И УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ
КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

Т.В. Габрусева, Е.А. Мельникова, А.П. Сухоруков, А.Л. Толстик
Белорусский государственный университет

Пространственные солитоны представляют собой устойчивые самоканализирующиеся световые пучки в среде с самофокусирующей нелинейностью показателя преломления, для которых дифракционное расширение пучка уравнивается его нелинейным сжатием. Использование фоторефрактивных материалов позволило получать солитоны при очень низких уровнях мощности (десятки нановатт), а также проводить эксперименты по взаимодействию солитонов в объемной среде. Созданные при распространении солитонов в фоторефрактивных кристаллах волноводы перспективны для применений в перестраиваемых направленных ответвителях, светоделителях, устройствах переключения волноводов, что расширяет возможности оптической обработки и передачи информации [1].

В данной работе исследовались динамика и условия образования солитоноподобных структур в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) при прохождении через него сфокусированного излучения гелий-неонового лазера. Схема проведения измерений приведена на рис. 1.

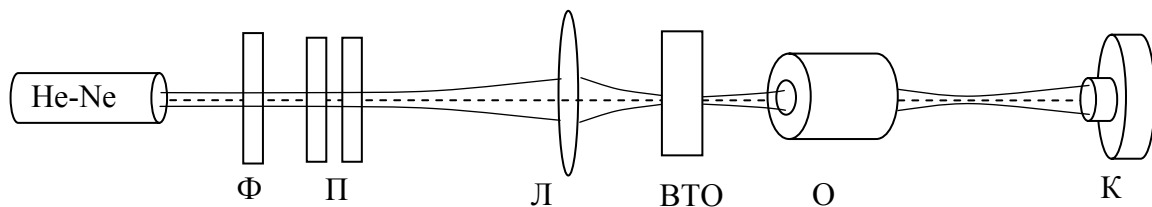


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: He-Ne – гелий-неоновый лазер, Ф – светофильтры, П – поляризаторы, Л – линза, ВТО – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, О – объектив, К – CCD-камера

На кристалл ВТО подавалось постоянное напряжение до 4 кВ. Фоторефрактивный кристалл ВТО относится к группе симметрии 23 кубической сингонии и для него характерен линейный электрооптический эффект с отличными от нуля линейными электрооптическими коэффициентами $r_{14}=r_{52}=r_{63}=5.17 \cdot 10^{-10}$ см/В [2]. Кристалл ВТО характеризуются хорошей светочувствительностью и высокой подвижностью носителей заряда, что позволяет достичь малых времен нелинейного отклика при низких интенсивностях лазерного излучения.

Фоторефрактивные кристаллы содержат донорные и акцепторные уровни в запрещенной зоне. Падающий на кристалл луч света возбуждает

в освещенной области фотоэлектроны, которые в результате дрейфа в приложенном электрическом поле уходят из освещенной области и захватываются на ловушки в неосвещенных частях кристалла. В результате, в кристалле формируется пространственно неоднородное распределение заряда, а следовательно, и электрического поля внутри образца, которое приводит к изменению показателя преломления за счет электрооптического эффекта. При прохождении света через такую нелинейную среду происходит его самофокусировка и формирование солитонной структуры, для которой дифракционная расходимость компенсируется нелинейным сжатием лазерного пучка.

Для регистрации пространственных солитонов использована методика, на основе которой в приближении гауссовых световых пучков анализируется положение перетяжки в объеме кристалла. При образовании солитона сфокусированный лазерный пучок распространяется внутри кристалла не дифрагируя, вследствие чего перетяжка, образованная внутри кристалла, переносится на заднюю грань кристалла.

В работе использовался фоторефрактивный кристалл ВТО с размерами 1,8Ч4,75Ч8,83 мм, и световой пучок распространялся вдоль большой грани кристалла (кристаллографическая ось $[1,1,0]$). Перпендикулярно кристаллографической оси $[1,1,0]$ было приложено внешнее постоянное электрическое поле. При этом поляризация светового пучка совпадала с направлением электрического поля.

На рис. 2 представлены типичные зависимости динамики изменения поперечного размера светового пучка при различных значениях напряжения и мощности светового пучка $P=10$ нВт.

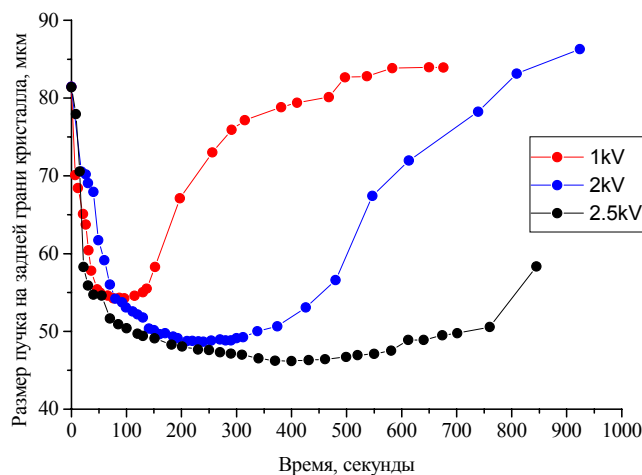


Рис. 2. Зависимости поперечного размера пучка на выходе из кристалла ВТО от времени при различных значениях приложенного к кристаллу электрического напряжения (мощность светового пучка $P=10$ нВт)

Как видно из рис.2, при увеличении внешнего поля эффект самофокусировки проявляется сильнее, причем увеличивается и время

стабильности солитонной структуры. Так, например, при напряжении 2,5 кВ, соответствующему напряженности электрического поля в кристалле 14 кВ/см, пространственный солитон сохранялся в течение десятка минут. Более детальная зависимость минимального размера лазерного пучка от приложенного к кристаллу напряжения представлена на рис. 3. Видно, что о формировании солитонной структуры можно говорить при напряжениях, превышающих определенное пороговое значение, порядка 1 кВ (напряженность поля 5,5 кВ/см). При этом было замечено, что эффективное формирование солитонов наблюдалось при весьма небольших мощностях светового пучка, порядка десятков и сотен нановатт. С повышением мощности (выше десятка микроватт) солитонные структуры очень быстро разрушались, что можно объяснить включением тепловых эффектов, приводящих к дефокусировки светового пучка.

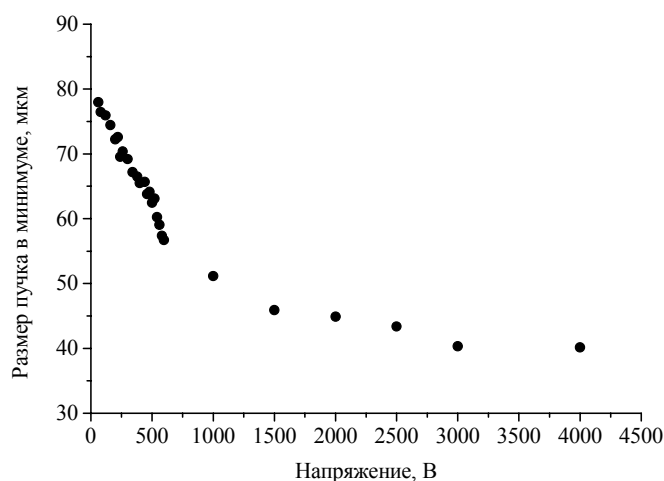


Рис. 3. Зависимость минимального размера лазерного пучка на задней грани кристалла ВТО от приложенного к нему напряжения (мощность светового пучка $P=10$ нВт).

Таким образом, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о существовании порогового значения напряжения и предельного значения мощности светового пучка, которые определяют условия наблюдения пространственных солитонов в фоторефрактивном кристалле ВТО. Причем с увеличением приложенного к кристаллу напряжения значительно увеличивается и время стабильности солитонной структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” С-Пб.: Наука, 1992.
2. K. Buse // Appl. Phys. B. 1997. V. 64. P. 273.

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА
ВОДОРОДОПОДОБНЫЙ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ АТОМ В
ДИАБАТИЧЕСКОМ БАЗИСЕ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Г.В. Грушевская

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В нерелятивистском случае существует адиабатический базис квазистационарных состояний, что позволяет использовать резонансное приближение для описания неадиабатических переходов в сильных электромагнитных полях. В релятивистском случае дираковская частица в электромагнитном поле описывается бесконечной цепочкой сцепляющихся уравнений, что приводит к бесконечному адиабатическому базису стационарных состояний. В данной работе мы рассмотрим релятивистский водородоподобный атом и покажем, что в релятивистском случае конечномерный адиабатический базис его квазистационарных состояний может быть построен на когерентных состояниях, зависящих от функциональных параметров.

С этой целью далее рассматривается уравнение Дирака второго порядка, описывающее волновую функцию ψ электрона в самосогласованном вектор - потенциале атома, находящегося в сильном внешнем переменном магнитном поле. Самосогласованный атомный вектор - потенциал \vec{A} функционально зависит от билинейной формы $\langle \psi, \vec{r} \psi \rangle$. Решение поставленной задачи ищется методом последовательных приближений. В случае динамической симметрии $so(3) \oplus so(3)$ нами найдено явное выражение для нелинейного члена N , пропорционального \vec{A} и поведение атомов вблизи порога ионизации в сильных магнитных полях объясняется влиянием диамагнитных эффектов на зеемановское расщепление высоковозбужденных состояний. В результате мы находим цепочку последовательно связанных систем уравнений, каждая из которых является известной задачей о рождении фермионных пар в однородном переменном внешнем поле. Решения такой системы уравнений известны как когерентные состояния $|\alpha(t)\rangle$ квантовой системы с динамической симметрией, описываемой группой вращений $SO(4)$. Доказано, что самосогласованные когерентные состояния $|\alpha[\psi](t)\rangle$ являются функционалами билинейной формы $\langle \psi, \psi \rangle$ и предложен асимптотический метод нахождения коэффициентов $\alpha[\psi](t)$ для уровней вблизи порога ионизации.

Мы доказали, что в нашем случае в i -ом приближении решением $\psi^{(i)}$ самосогласованной задачи о дираковской частице в сильном переменном магнитном поле является разложение в ряд по

самосогласованным когерентным состояниям $|\alpha[\psi^{(i-1)}](t)\rangle$ функционально зависящие от $\psi^{(i-1)}$ как

$$\begin{aligned} \psi^{(i)} &= |\alpha[\psi^{(i-1)}](t)\rangle = |\xi_1[\psi^{(i-1)}](t), \xi_2[\psi^{(i-1)}](t)\rangle \\ &= e^{\xi_1[\psi^{(i-1)}](t)M_+ - \bar{\xi}_1[\psi^{(i-1)}](t)M_-} \cdot e^{-\xi_2[\psi^{(i-1)}](t)N_+ + \bar{\xi}_2[\psi^{(i-1)}](t)N_-} \psi_0^{(i)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\mathfrak{K} = \{M_0, M_{\pm}, N_0, N_{\pm}\}$ - генераторы группы вращений $\text{SO}(4)$; $\{M_0, M_{\pm}\}$ ($\{N_0, N_{\pm}\}$) - генераторы группы вращений $\text{SO}(3)$, $\Psi_0^{(i)T} = (\psi_0, \bar{\psi}_0)$ - вакуумный вектор, знак T обозначает операцию транспонирования, функциональные параметры $\xi_1, \bar{\xi}_1, \bar{\xi}_2$ когерентных состояний удовлетворяют нелинейным эволюционным уравнениям вида:

$$-\hbar^2 \Delta \xi_1 + 2\hbar^2 \xi_1 + 2m\hbar \xi_1 \tan \phi + \frac{e^2}{\hbar^2 c^2} (|\xi_1|^2 + |\xi_2|^2) \xi_1 + |H_{ext}| \bar{\xi}_2 = 0 \quad (2)$$

$$-\hbar^2 \Delta \bar{\xi}_2 + 2\hbar^2 \bar{\xi}_2 - 2m\hbar \bar{\xi}_2 \tan \phi + \frac{e^2}{\hbar^2 c^2} (|\xi_1|^2 + |\xi_2|^2) \bar{\xi}_2 + |H_{ext}| \xi_1 = 0. \quad (3)$$

$$\hbar^2 \Delta \bar{\xi}_1 - 2\hbar^2 \bar{\xi}_1 + 2m\hbar \bar{\xi}_1 \tan \phi + \frac{e^2}{\hbar^2 c^2} (|\xi_1|^2 + |\xi_2|^2) \bar{\xi}_1 - |H_{ext}| \xi_1 = 0. \quad (4)$$

Пусть $\bar{\xi}_{st} = \{\bar{\xi}_1, \bar{\xi}_1, \bar{\xi}_2\}$ - стационарное периодическое решение системы (2) - (4). Теперь запишем волновую функцию электрона, как разложение по когерентным состояниям в ζ -представлении [1], через найденные параметры $\bar{\xi}_{st}$, следующим образом. Спроецируем спинор $|\psi\rangle$ на пространство $\{\Phi_1, \Phi_2\} \stackrel{def}{=} \{(|\xi_1\rangle, |\bar{\xi}_2\rangle), (|\bar{\xi}_1\rangle, |\xi_2\rangle)\}$. Для этого строим проектор P как проективную матрицу-диаду:

$$P = \begin{pmatrix} |\zeta_1\rangle\langle\bar{\xi}_1| & |\zeta_2\rangle\langle\bar{\xi}_2| \\ |\zeta_2\rangle\langle\bar{\xi}_2| & |\zeta_1\rangle\langle\bar{\xi}_1| \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Поддействуем проективным оператором P (5) на спинор $\Psi^* = (a_1 \psi_1^*, a_2 \psi_2^*)^T$:

$$\begin{aligned} P|\Psi^*\rangle &= \begin{pmatrix} |\zeta_1\rangle\langle\bar{\xi}_1| & |\zeta_2\rangle\langle\bar{\xi}_2| \\ |\zeta_2\rangle\langle\bar{\xi}_2| & |\zeta_1\rangle\langle\bar{\xi}_1| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 |\psi_1^*\rangle \\ a_2 |\psi_2^*\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \langle\bar{\xi}_1|\psi_1^*\rangle |\zeta_1\rangle + a_2 \langle\bar{\xi}_2|\psi_2^*\rangle |\zeta_2\rangle \\ a_1 \langle\bar{\xi}_2|\psi_1^*\rangle |\zeta_2\rangle + a_2 \langle\bar{\xi}_1|\psi_2^*\rangle |\zeta_1\rangle \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} a_1 \langle\bar{\xi}_1[\psi_1^*]|\zeta_1\rangle + a_2 \langle\bar{\xi}_2[\psi_2^*]|\zeta_2\rangle \\ a_1 \langle\bar{\xi}_2[\psi_1^*]|\zeta_2\rangle + a_2 \langle\bar{\xi}_1[\psi_2^*]|\zeta_1\rangle \end{pmatrix} \equiv a_1 \Psi_1^* + a_2 \Psi_2^*. \end{aligned} \quad (6)$$

Подстановка явного выражения [1] для когерентного состояния в ζ -представлении в выражение для спинора (6) дает

$$P|\Psi^*\rangle \equiv a_1\Psi_1^* + a_2\Psi_2^* = \left[\begin{array}{l} \sum_{\mu=-j_1}^{j_1} a_1 u_\mu(\bar{\zeta}_1) \langle j_1, \mu | \zeta_1 \rangle + \sum_{\mu=-j_2}^{j_2} a_2 u_\mu(\zeta_2) \langle j_2, \mu | \bar{\zeta}_2 \rangle \\ \sum_{\mu=-j_2}^{j_2} a_1 u_\mu(\bar{\zeta}_2) \langle j_2, \mu | \zeta_2 \rangle + \sum_{\mu=-j_1}^{j_1} a_2 u_\mu(\zeta_1) \langle j_1, \mu | \bar{\zeta}_1 \rangle \end{array} \right], \quad (7)$$

где $j_{1(2)} = |k| - \frac{1}{2}$, $k = \{l+1, -l\}$. Решения $\{\psi_1^*, \psi_2^*, \psi_3^*, \psi_4^*\}$ системы сферически симметричных уравнений Дирака выражаются через обобщенные шаровые функции:

$$\left. \begin{array}{l} \psi_1^* = f(r)Y(\mathcal{G}, \varphi), \\ \psi_2^* = -g(r)Z(\mathcal{G}, \varphi), \\ \psi_3^* = f(r)Z(\mathcal{G}, \varphi), \\ \psi_4^* = g(r)Y(\mathcal{G}, \varphi), \end{array} \right\} \quad (8)$$

где $Y(\mathcal{G}, \varphi), Z(\mathcal{G}, \varphi)$ шаровые функции со спином; функции $f(r), g(r)$ уже от углов \mathcal{G}, φ не зависят. Поэтому функции $\langle \zeta_1 | j, \mu \rangle$ и $\langle \zeta_2 | j, \mu \rangle$ определяются следующими выражениями

$$\langle \zeta_1 | j, \mu \rangle = Y(\mathcal{G}, \varphi), \quad (9)$$

$$\langle \zeta_2 | j, \mu \rangle = \pm Z(\mathcal{G}, \varphi). \quad (10)$$

Итак, мы продемонстрировали, что квазистационарные состояния высоко возбужденных атомов могут быть представлены как разложение в ряд по когерентным состояниям дираковского электрона, движущегося в самосогласованном вектор - потенциале [2].

Теперь мы можем построить решения нестационарного уравнения Дирака, описывающего атом в сильных резонансных электромагнитных полях. Для этого мы должны рассмотреть, как изменяется система из двух когерентных состояний под действием резонансного излучения \vec{H}_{res} . Нами показано, что в релятивистском случае конечномерный адиабатический базис квазистационарных состояний может быть построен на когерентных состояниях, зависящих от функциональных параметров. Для релятивистского водородоподобного атома система уравнений, определяющая решения в адиабатическом базисе когерентных состояний была найдена в явном виде. Суперсимметричные свойства данной модели в резонансном электромагнитном поле продемонстрированы для случая двухуровневой системы в адиабатическом базисе.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M. Perelomov “Generalized coherent states and their applications” Moscow, Nauka, 1987.
2. H.V. Grushevskaya, G.G. Krylov // Proc.SPIE. 2002. Vol. 4748. P. 222.

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЩЕЛЕВЫХ
СОЛИТОНОВ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

И.Г.Захарова, М.В. Комиссарова, И.Ю. Полякова,
А.П. Сухоруков

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

Щелевые солитоны в нелинейных периодических структурах формируются за счет оптической нелинейности и обратной связи волн через периодическую брэгговскую решетку. В большинстве работ по этой тематике рассматривались лишь плоские волны, распространяющиеся в средах с керровской или квадратичной нелинейностью [1- 3]. Однако, реальный физический интерес представляет исследование солитонов, возбуждаемых пространственно ограниченными волновыми пучками, когда необходимо учитывать дифракционные эффекты.

В наших предыдущих работах (см., например, [4]) изучалось влияние скорости запускаемого в среду исходного солитона и силы дифракции на поведение пространственно-временных щелевых солитонов, формируемых финитными волновыми пучками в фотонных кристаллах. Показано отрицательное влияние дифракции на стабильность как первоначально устойчивых, так и неустойчивых неподвижных солитонов. Солитон стабилен только при слабой дифракции, при достижении определенного порогового значения дифракции пучок разделяется на ряд субпучков.

Взаимодействие встречных волн основной и второй гармоник описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1^\pm}{\partial t} \pm v_1 \frac{\partial u_1^\pm}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 u_1^\pm}{\partial x^2} + i\delta_1 u_1^\pm + i\kappa_1 u_1^\mp + i\gamma (u_1^\pm)^* u_2^\pm &= 0, \\ \frac{\partial u_2^\pm}{\partial t} \pm v_2 \frac{\partial u_2^\pm}{\partial z} + iD_2 \frac{\partial^2 u_2^\pm}{\partial x^2} + i\delta_2 u_2^\pm + i\kappa_2 u_2^\mp + i\gamma (u_1^\pm)^2/2 &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $u_{1,2}^\pm$ - огибающая волны; $z = \Gamma_1 z_{\text{dim}}$ - безразмерная координата направления распространения гармоник; $t = \Gamma_1 V_1 t_{\text{dim}}$ - безразмерное время; $x = x_{\text{dim}}/a_0$ - безразмерная поперечная координата, a_0 - начальная ширина пучка, $v_2 = V_2/V_1$ - отношение групповых скоростей основной и второй гармоник на брэгговской частоте; $\delta_{1,2} = -\Delta\beta_{1,2}/2\Gamma_1$ - нормированная отстройка от брэгговского резонанса; $\kappa_2 = \Gamma_2/\Gamma_1$, $\kappa_1 = \Gamma_1/\Gamma_1 = 1$ - отношение степеней брэгговской связи для основной и второй гармоник; γ отвечает за квадратичную нелинейность; $D_1 = 2D_2$ - безразмерный коэффициент дифракции. Ранее в [3] в “каскадном” пределе ($\delta_2 \gg 1$) было найдено

точное солитонное решение системы (1) без учета дифракции:

$$u_1^\pm = C_1^\pm \sqrt{\eta(2a\xi)} \exp \{i\phi_\pm(\xi)\},$$

(2)

где $\xi = \alpha(z - vt - z_0)$, z_0 - константа, $a = \sqrt{(1 - \tilde{\delta}_1^2)}$ - безразмерная обратная ширина, $\tilde{\delta}_1 = \delta_1 \alpha$, $\alpha = (1 - v^2)^{-1/2}$. Профиль интенсивности

$$\eta(\xi) = 2a^2 / [\cosh(\xi) + \tilde{\delta}_1 \sigma], \quad \sigma = -\text{sgn}(\delta_2), \quad \phi_\pm(\xi) - \text{нелинейные фазы}, \quad C_1^\pm = \text{const}.$$

Данное решение (2) мы использовали в качестве начального условия при численном решении системы (1) с учетом дифракции.

В работе [4] мы моделировали распространение неподвижных солитонов ($v = 0$) в “каскадном” пределе при $\delta_2 = 20 \gg 1$ в однорезонансной решетке ($\kappa_2 = 0$). При этом начальный поперечный профиль пучка задавался гауссовым. Нами было показано отрицательное влияние дифракции на характер распространения неподвижных солитонов. Представлялось интересным исследовать поведение пучков с другими начальными поперечными профилями. В настоящей работе приводятся результаты двух серий вычислительных экспериментов, в которых в качестве начального использовались трубчатый, а также колоколообразный профиль вида $\text{sech}^2(x)$.

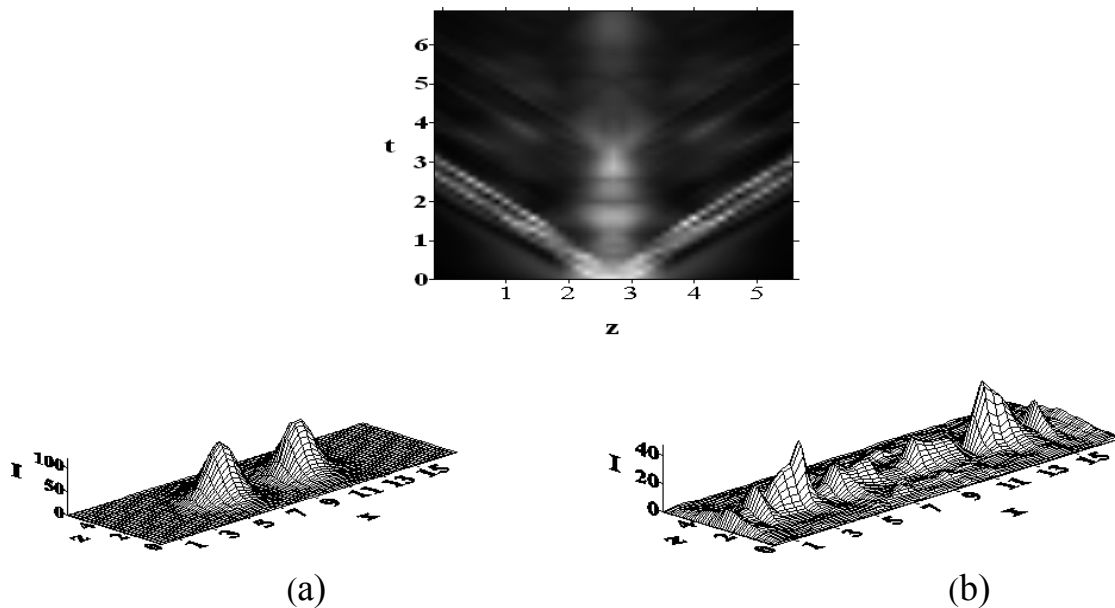


Рис.1 Пиковая интенсивность основной гармоники на плоскости (z,t) (вверху) и профиль ее интенсивности на плоскости (x,z) (a) $t = 0$; (b) $t = 3,5$. В начальный момент времени в среде находится неподвижный солитон с трубчатым начальным профилем и пиковой интенсивностью $I_{\max} = 100$, $D_1 = 0.1$. Остальные параметры: $\delta_1 = -0.1, \delta_2 = 20$, $\kappa_1 = 1, \kappa_2 = 0$, $\gamma = 1$.

Нами показано, что неподвижный солитон с трубчатым начальным профилем остается устойчивым вплоть до определенного момента времени, а затем постепенно распадается на ряд субпучков с меньшей

интенсивностью. Прослежена следующая закономерность: чем больше расстояние между пиками поперечного профиля пучка, тем дольше солитон распространяется, сохраняя поперечный профиль. На рис.1 проиллюстрирован случай, когда нормированное расстояние между пиками равно 4, а время устойчивого распространения $t = 3$.

Гораздо лучших результатов с точки зрения устойчивого распространения солитонов удалось добиться для пучков с начальным поперечным профилем вида $\sec h^2(x)$. Оказалось, что достаточно широкий пучок с начальным колоколообразным профилем сохраняет свою форму при таких значениях дифракции и такой длительности распространения, при которых ни трубчатый, ни тем более гауссов пучки своей формы не сохраняли.

На рис.2b видно, что хотя пиковая интенсивность пучка несколько уменьшается при перекачке части энергии в приграничные области кристалла (последнее согласуется с результатами [2]), пучок все же сохраняет свою форму при значении коэффициента дифракции в два раза большем, чем в случае трубчатого пучка.

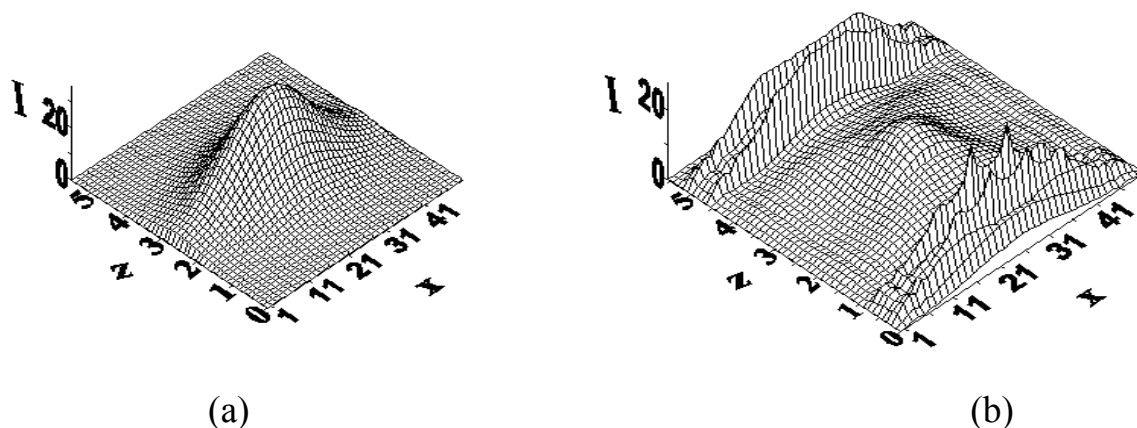


Рис.2. Профиль интенсивности основной гармоники на плоскости (x,z) (a) $t = 0$; (b) $t = 3,5$; В начальный момент времени в среде находится неподвижный солитон с колоколообразным поперечным профилем $\sec h^2(0.05x)$ с пиковой интенсивностью $I_{\max} = 30$, $D_1 = 0.25$. Остальные параметры: $\delta_1 = -0.1, \delta_2 = 20$, $\kappa_1 = 1, \kappa_2 = 0$, $\gamma = 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. de Sterke, B. J. Eggleton, J. E. Sipe, in *Optical Sciences. Spatial solitons*, S. Trillo, W.E. Torruellas, eds.(Springer, Berlin, 2001).
2. C. Conti, G. Assanto, S. Trillo, Phys.Rev. E. 1998. V. **57** P. 1251.
3. C. Conti, A. De Rossi, S. Trillo, Opt. Lett. 1998. V. **23**. P.1265.
4. 5. I.G. Zakharova, M.V. Komissarova, I.Yu. Polyakova, A.P. Sukhorukov in «Nonlinear Guided Waves and Their Applications», Sept. 2005, Dresden. P. 11.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СРЕД, ОБЛАДАЮЩИХ ТОРОИДНЫМ МОМЕНТОМ

А.Н. Калиш¹, В.И. Белотелов¹, А.К. Звездин²

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

²Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова

Оптические эффекты в средах с нарушенной инверсией пространства и времени имеют большую фундаментальную и прикладную значимость. Нарушение пространственной или временной симметрии приводит к явлениям, связанным с поляризацией света: естественной оптической активности или магнитооптическим эффектам соответственно. Одновременное нарушение пространственной и временной симметрии приводит к новым явлениям, не связанным с поляризацией: магнитохиральному и оптическому магнитоэлектрическому эффектам, которые состоят в невзаимном двулучепреломлении. Оптический магнитоэлектрический эффект возникает в мультиферроиках — средах, обладающих спонтанной поляризацией и намагниченностью. Примером мультиферроиков, обладающих тороидным моментом, могут служить GaFeO_3 и Cr_2O_3 [1,2]. Оптические свойства таких мультиферроиков описываются с помощью тороидного момента

$$\vec{T} \equiv \sum_i [\vec{r}_i \times \vec{S}_i],$$

где \vec{r}_i и \vec{S}_i — смещение от центра элементарной ячейки кристалла и спин i -го иона. С тороидным моментом связаны дополнительные слагаемые в выражениях для поляризации и намагниченности среды:

$$\begin{aligned} \vec{P}_T &= \frac{b}{c} [\vec{\tau} \times \vec{H}] \\ \vec{M}_T &= -\frac{b}{c} [\vec{\tau} \times \vec{E}] \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{\tau}$ — единичный вектор тороидного момента, а b — безразмерная константа оптического магнитоэлектрического эффекта [3]. Подстановка выражений (1) в уравнения Максвелла приводит к следующему виду уравнения Френеля в линейном по b приближении:

$$(\vec{n} + b\vec{\tau})^2 \vec{E} - (\vec{n} + b\vec{\tau}) \cdot ((\vec{n} + b\vec{\tau}) \cdot \vec{E}) = \varepsilon \vec{E}, \quad (2)$$

где $\vec{n} = \frac{c}{\omega} \vec{k}$. Уравнение (2) является уравнением для нормальных волн — волн, распространяющихся в среде независимо друг от друга и

сохраняющих свою поляризацию. В средах, обладающих тороидным моментом, в общем случае волны не являются поперечными. Связь напряженностей электрического и магнитного полей волн имеет вид:

$$\vec{H} = [(\vec{n} + b\vec{\tau}) \times \vec{E}],$$

$$\vec{E} = -\frac{1}{\varepsilon} [(\vec{n} + b\vec{\tau}) \times \vec{H}],$$

и распространение волн происходит одинаково для всех поляризаций.

Если волна распространяется внутри мультиферроика вдоль единичного вектора \vec{m} , то ее фазовая скорость

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \left(1 + \frac{b}{\sqrt{\varepsilon}} (\vec{m} \cdot \vec{\tau}) \right).$$

Возникает явление невзаимности - фазовая скорость волны зависит от обращения волнового вектора. Например, волна, распространяющаяся вдоль тороидного момента, на расстоянии x будет терять фазу $\frac{\omega}{c}bx$ по

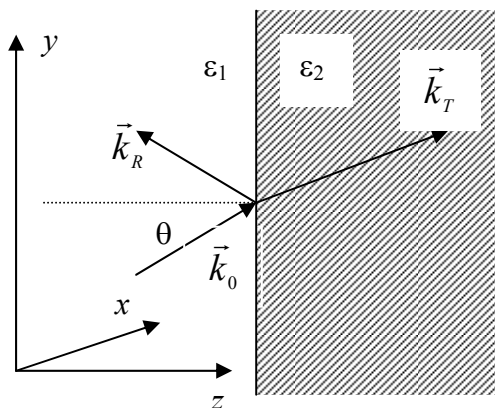


Рис. 1. Граница раздела изотропной среды и диэлектрика.

сравнению с изотропным диэлектриком, а волна, идущая навстречу — приобретать такую же фазу. В случае, когда мультиферроик обладает поглощением, т. е. ε и b имеют ненулевые мнимые части, возникает невзаимный дихроизм — затухание волны также зависит от направления ее распространения.

Рассмотрим явления на границе раздела изотропной среды с диэлектрической проницаемостью ε_1 и мультиферроика с диэлектрической проницаемостью ε_2 . Выберем оси

координат так, чтобы ось z была направлена нормально к границе раздела, а плоскость Oyz была плоскостью падения (рис. 1). В полярной геометрии (тороидный момент направлен вдоль оси z) коэффициенты отражения и преломления волн определяются обычными формулами Френеля и от b не зависят. В меридиональной геометрии (тороидный момент направлен вдоль оси y) коэффициенты отражения и преломления зависят от b . В частности, при переориентации вектора тороидного момента на противоположное направление, изменение коэффициента отражения при малых углах падения θ дается выражением:

$$2 \frac{|R_{\uparrow} - R_{\downarrow}|}{|R_{\uparrow} + R_{\downarrow}|} = \frac{8\varepsilon_1 b\theta}{\sqrt{\varepsilon_2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}$$

для любой поляризации падающего света. Отметим, что данный интенсивностный эффект является хиральным, т.е. меняет знак при обращении пространства. Таким образом достигается возможность управления интенсивностью отраженного света путем воздействия на тороидный момент, например, с помощью внешних полей.

В экваториальной геометрии (тороидный момент направлен вдоль оси x) возникает эффект вращения плоскости поляризации. При этом плоскости поляризации s - и p -волны вращаются в разные стороны, а величина угла вращения в отраженном свете при малых углах падения для обеих поляризаций падающего света одинакова:

$$\theta_R = \frac{2\varepsilon_1 b\theta}{\sqrt{\varepsilon_2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}.$$

Значительный интерес представляет изучение явлений на границе между двумя тороидными доменами, в которых тороидные моменты направлены противоположно друг другу. В этом случае уравнения Максвелла приводят к уравнению, аналогичному уравнению Шредингера, в котором роль потенциального барьера или ямы играет слагаемое, пропорциональное тороидному моменту. Аналогия с квантовой механикой может быть развита в случае, когда световая волна распространяется по области доменной границы, где тороидный момент пространственно неоднороден. При этом тороидный момент играет роль векторного потенциала, а траектория фотона становится параболой, что может быть интерпретировано как результат действия на фотон эффективной силы Лоренца [4].

Работа поддержана РФФИ (04-01-96517, 05-02-17308, 05-02-17064, 06-02-17507), грантом Президента России (МК3804.2005.2) и фондом “Династия”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Ф. Попов, А.К. Звездин, М.-М. Тегранчи и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 263.
2. J.H. Jung, M. Matsubara, T. Arima // PRL. 2004. Т. 93. Р. 037403.
3. А.К. Звездин // Краткие сообщения по физике ФИАН.2000. Т. 6. С. 29.
4. K. Sawada, N. Nagaosa // PRL. 2005. V. 95. Р. 237402.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОБЫКНОВЕННО-НЕОБЫКНОВЕННОГО
 ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДЕ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ С
 ПОСТОЯННЫМИ ДИПОЛЬНЫМИ МОМЕНТАМИ

М.Б. Крылов, С.В. Сазонов

Российский государственный университет имени Иммануила Канта

В последнее время наблюдается устойчивый интерес к исследованию нелинейных процессов, возникающих при распространении лазерных импульсов в анизотропных средах. Этот интерес во многом связан с развитием технологий, позволяющих создавать малые квантовые структуры в полупроводниках (квантовые нити, ямы).

Математически анизотропность квантового объекта выражается посредством несимметричности его волновой функции. Эта особенность в свою очередь порождает отличный от нуля постоянный дипольный момент D (ПДМ), пропорциональный разности диагональных элементов матрицы дипольного момента [1,2]. ПДМ приводит к возникновению ряда нелинейных эффектов, таких как необыкновенная прозрачность (НП) и генерация второй гармоники.

В [3] было исследовано распространение лазерного импульса в среде, содержащей анизотропные квантовые объекты, на примере трехуровневой схемы с вырожденным верхним уровнем. Падающий импульс при этом состоял из обыкновенной и необыкновенной компонент, причем роли компонент были дифференцированы. Обыкновенная составляющая импульса вызывала переходы между уровнями, в то время как необыкновенная изменяла частоту этих переходов.

В более общем случае необыкновенная компонента способна не только изменять частоту переходов, но и сама индуцировать определенные переходы. В предлагаемой работе исследуется четырехуровневая схема (см. рисунок 1), представляющая собой обобщение ранее исследованной трехуровневой. Данная схема переходов позволяет рассмотреть случай, когда необыкновенная компонента реализует обе свои функции.

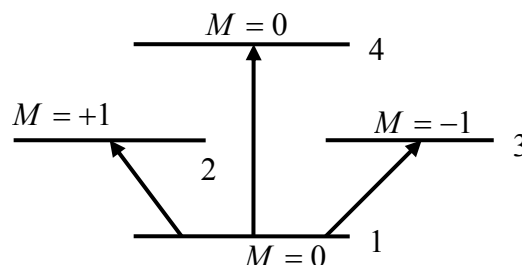


Рис.1. Схема переходов. σ – переходы: $1 \leftrightarrow 2$ и $1 \leftrightarrow 3$ (индуцируются обыкновенной составляющей), π – переход: $1 \leftrightarrow 4$ (индуцируется необыкновенной компонентой). Под действием необыкновенной видеокомпоненты происходит сдвиг уровня 1.

В ходе исследования было показано, что структура компонент различна. Обыкновенная компонента представляет собой квазимонохроматический импульс с частотой ω_{21} резонансной частоте переходов $1 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$. Необыкновенная компонента неоднородна. В ее состав входит как квазимонохроматическая составляющая (с частотой ω_{41} резонансной частоте перехода $1 \leftrightarrow 4$), так и видео составляющая (именно она производит частотный сдвиг).

В представленной работе, используя операторный метод ВКБ [4], получены нелинейные интегро-дифференциальные уравнения, описывающие динамику распространения каждой из трех компонент импульса

$$\frac{\partial \Omega_{o,e}}{\partial y} + \frac{n_{o,e}}{c} \frac{\partial \Omega_{o,e}}{\partial t} = -\alpha_{o,e} \frac{\Omega_{o,e} \sin \theta/2}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \left(\cos \frac{\theta}{2} + i \frac{\tilde{\Omega}_e \sin \theta/2}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial y} + \frac{\tilde{n}_e}{c} \frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial t} = \beta \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{|\Omega|^2 \sin^2 \theta/2}{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2} \right), \quad (2)$$

$$\alpha_o = \frac{2\pi N d^2 \omega_{21}}{\hbar n_o c}, \quad \alpha_e = \frac{2\pi N D_{41}^2 \omega_{41}}{\hbar n_e c}, \quad \beta = \frac{\pi N D^2}{\hbar \tilde{n}_e c}. \quad (3)$$

Здесь $\Omega_{o,e}$, $\tilde{\Omega}_e$ - величины, пропорциональные обыкновенной и необыкновенной квазимонохроматическим и необыкновенной видео компонентам; $\theta \equiv 2 \int_{-\infty}^t \sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2} dt'$, $|\Omega|^2 = 2|\Omega_o|^2 + |\Omega_e|^2$; n_j - показатели преломления соответствующих компонент; d и D_{14} - дипольные моменты переходов $1 \leftrightarrow 2$ и $1 \leftrightarrow 4$ соответственно; N - концентрация анизотропных квантовых объектов, \hbar - постоянная Планка, c - скорость света в вакууме.

Исследование взаимодействия импульса со средой основано на анализе системы (1)-(2).

В работе аналитически проанализированы случаи доминирования одной из компонент. В частности показано, что при преобладании квазимонохроматических компонент реализуется двухчастотный режим самоиндуцированной прозрачности (СИП). По мере распространения импульса квантовые объекты переходят в возбужденное состояние, причем их распределение по верхним уровням определяется отношением сил осцилляторов соответствующих переходов. Фазовая модуляция при реализации СИП практически отсутствует (рис. 2).

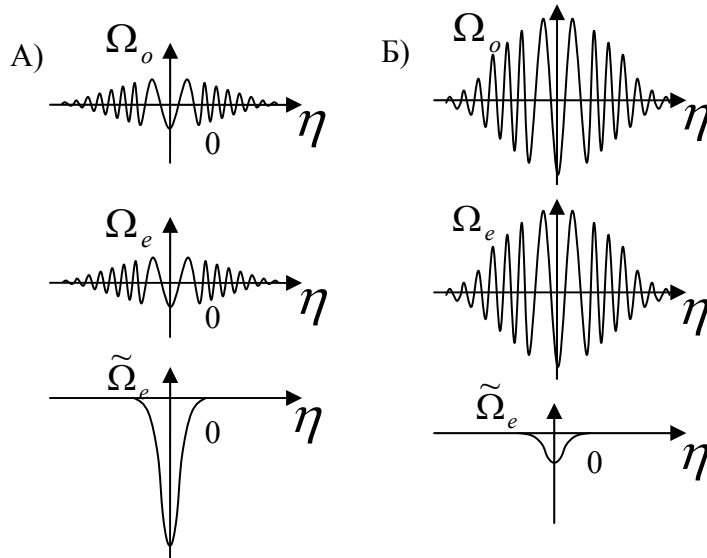


Рис. 2. Влияние необыкновенной видео компоненты $\tilde{\Omega}_e$ на фазовую модуляцию обыкновенной и необыкновенной квазимонохроматических компонент (Ω_o, Ω_e). А) случай доминирования необыкновенной компоненты, Б) случай доминирования квазимонохроматических компонент; $\eta = t - y/v$ - автомодельная переменная.

В случае преобладания необыкновенной видео компоненты возникает НП. При этом имеет место пленение квантовых объектов в основном состоянии с одновременным уменьшением скорости распространения импульса. Существенной в этом случае становится и фазовая модуляция (рис. 2).

На основе системы (1)-(2) численно исследован установившийся режим распространения трехкомпонентного импульса в общем случае. Найден параметр, определяющий изотропные свойства среды, и исследованы зависимости от данного параметра максимума населенностей уровней и фазовой модуляции.

Кроме того, найдены величины, определяющие отношение амплитуд квазимонохроматических компонент в установившемся режиме, а также показано, что на это соотношение не влияет необыкновенная видео компонента. Получено ограничение на длительность импульса для случая положительного двулучепреломления.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Maimistov and J.G. Caputo // Phys. Lett. A. 2002 V. 296 P. 34
2. M. Agrotis, N.M. Ercolani, S.A. Glasgow and J.V. Moloney // Physica D. 2000. V. 138. P. 134
3. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 4(10). С. 803
4. С.В. Сазонов // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 95. № 4. С. 666.

МНОГОИМПУЛЬСНОЕ УПРАВЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫМИ
ПРОЦЕССАМИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ФОТОННЫХ
ЭХО-ПРОЦЕССОРАХ

И.З. Латыпов¹, С.В. Петрушкин², В.В. Самарцев²

¹Казанский государственный университет

²Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, 10/7, Сибирский тракт, 420029,
Казань, Россия

При решении многих практических задач использование цифрового представления данных ведет к существенному усложнению схемных реализаций, поэтому для такого типа задач необходимо использовать аналоговые процессоры, к классу которых принадлежит и фотонный эхо-процессор.

Фотонное эхо является способом записи и обработки информации, намного превосходящим по плотности и быстродействию все применяющиеся в настоящее время методы. Фактором, сдерживающим его внедрение, является необходимость использования, как правило, гелиевых температур для его эффективного применения. Лазерное охлаждение на сегодняшний день представляется единственным способом построения компактного устройства, охлаждающего твердое тело до температур, меньших, чем это можно достигнуть при помощи устройств на основе эффекта Пельтье. Проблема лазерного охлаждения твердотельных образцов – как экспериментально, так и теоретически, активно разрабатывается с конца девяностых годов [1-2].

С другой стороны, нами указана возможность многоимпульсного управления когерентными процессами оптической обработки информации и сопровождающими их релаксационными процессами, протекающими в носителях информации оптических фазовых процессоров, функционирующих на основе явления фотонного эха [3]. В качестве носителей информации этих эхо-процессоров используются кристаллы, легированные некрамерсовыми редкоземельными ионами (Pr^{3+} , Eu^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} , Tb^{3+} , Pm^{3+}). Ещё в 1995 году Т. Моссбергом с коллегами [3] было продемонстрировано на примере эхо-процессора с носителем информации YAG: Tm^{3+} , что плотность записи информации таких процессоров может достигать нескольких гигабит/см², а скорость перезаписи может составлять несколько терагерц. Важным достоинством этого эхо-процессора является его компактность, поскольку в качестве возбуждающих лазеров были использованы компактные коммерческие диодные лазеры, а в качестве фотоприемников – лавинные фотодиодные детекторы. В 1997 году Р. Макфарлайн и М. Жу [4] также использовали компактные полупроводниковые диодные лазеры и фотоприемники в созданном ими эхо-процессоре с носителем информации $\text{LaF}_3: \text{Tm}^{3+}$. Рабочая длина волны этих лазеров равна 793 нм, и она соответствовала

длине волны энергетического перехода ${}^3\text{H}_6(1)$ - ${}^3\text{H}_4(1)$ ионов трехвалентного тулия. Недостатком вышеупомянутых процессоров является использование криогенных жидкостей для достижения низкой температуры их носителя информации, которую нужно было обеспечить для того, чтобы выполнить одно из основных условий возбуждения фотонного эха: длительность возбуждающих импульсов Δt и временной интервал τ между ними должны быть короче времени фазовой релаксации T_2 .

Улучшить эффективность работы оптического эхо-процессора можно за счет удлинения времени фазовой релаксации T_2 при использовании последовательностей радиочастотных импульсов. Нередко временной интервал между первыми двумя импульсами оказывается недостаточным для размещения в нём закодированной последовательности "объектных" сигналов. Дело доходит до того, что эти временные интервалы делаются нулевыми. Поэтому бывает важно удлинить время фазовой релаксации T_2 , которое напрямую связано с обратной однородной шириной спектральной линии. В таких критических ситуациях применяют процедуру сужения однородной ширины линии. Сузить однородную ширину спектральной линии означает улучшить работу эхо-процессора, что, по существу, равноценно решению проблемы снижения температуры носителя информации. Существует ряд методов, нейтрализующих взаимодействия, приводящие к однородному уширению спектральных линий. При этом различают прямые и косвенные воздействия на активные частицы в носителях информации: 1) прямые воздействия устраняют взаимодействия непосредственно между активными частицами; 2) косвенные, как правило, нейтрализуют взаимодействия между частицами окружения, взаимодействие которых приводит к флуктуациям локальных электромагнитных полей в местоположениях активных частиц, вызывая тем самым однородное уширение. Один из прямых методов сужения дипольно-уширенных линий основан на применении многоимпульсных оптических последовательностей (типа WАНУНА). В оптике этот режим был впервые теоретически исследован в работе [5]. Физические принципы этого и других режимов сужения однородно-уширенных линий изложены в монографии [2]. В ней, в частности, высказывается идея использования таких многоимпульсных сужающих последовательностей в качестве битов информации, названных "холодными битами".

В данной работе нами проведено изучение физических принципов многоимпульсного управления когерентными и релаксационными процессами в твердотельных фотонных эхо-процессорах и устройствах квантового счета. Теоретически рассмотрена реализация в оптике техники «сужения» дипольно-уширенных спектральных линий с помощью многоимпульсных оптических последовательностей. На примере воздействия четырехимпульсной последовательности нами было показано

как усредняется до нуля дипольное взаимодействие примесных центров в кристаллах, что физически и приводит к «сужению» однородной ширины спектральных линий. Нами также предложена экспериментальная установка эхо-процессора, в которой возбуждение носителя информации будет осуществляться с помощью многоимпульсной последовательности ВАНУНА (рис 1.).

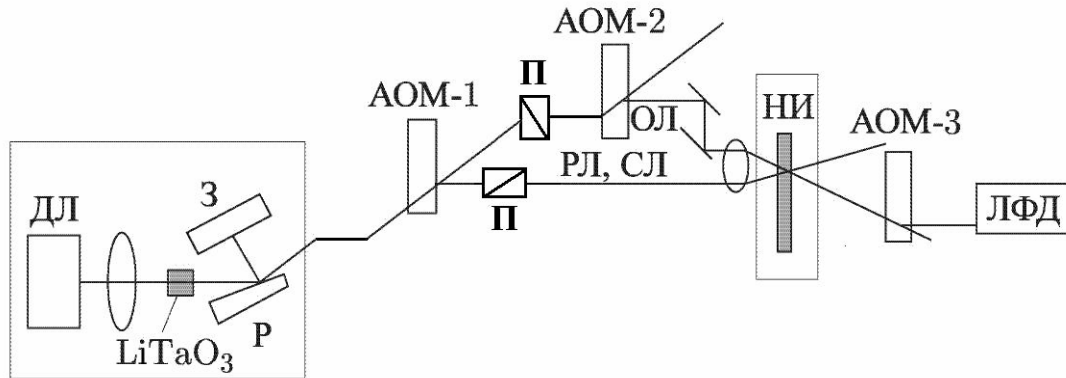


Рис 1. Схема экспериментальной установки эхо-процессора, на которой возможно осуществить усреднение диполь-дипольного взаимодействия при помощи многоимпульсной оптической последовательности, подаваемой в режиме эхо-процессинга: ДЛ – диодный лазер, З – зеркало, Р – дифракционная решетка, АОМ 1,2,3 – акустооптические модуляторы, НИ – носитель информации, ЛФД - лавинный фотодетектор, РЛ - референтный луч, ОЛ – объектный луч, СЛ – считывающий луч, П – фазовые переключатели.

Экспериментальное решение этой фундаментальной научной задачи имеет важное значение как для обеспечения оптимальных режимов функционирования оптических фазовых процессоров на основе явлений долгоживущего фотонного эха и триггерного сверхизлучения, так и для когерентной оптической спектроскопии, включая эхо-спектроскопию.

Данная работа поддержана грантами РФФИ №04-02-16932а, №05-02-16003а и №04-02-81009-Бел2004, «Фондом содействия отечественной науке» и грантом CRDF (BRNE program, REC-007).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Е. Mungan, Т.Р. Gosnell. //Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics. 1999. V. 40. P. 161.
2. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев “Лазерное охлаждение твердых тел” Москва: Физматлит, 2005.
3. Н. Lin, Т. Wang, G.A. Wilson, Т. W. Mossberg // Optics Letters. 1995. V. 20. P. 91.
4. R.M. Macfarlane, M. Zhu // Optics Letters. 1997. V.22. P. 248.
5. В.В. Самарцев, А.С. Трайбер. // ЖПС. 1981. V. 35 P. 148.

ТРЕХМЕРНАЯ ДИНАМИКА ПУЧКОВ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ

В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиофизики

Управление волновыми пучками является одной из интереснейших проблем современной фотоники [1]. В работе [2] был предложен новый метод, позволяющий эффективно контролировать направление распространения пучков в квадратично-нелинейных средах, основанный на трёхволновом параметрическом взаимодействии. При несинхронном неколлинеарном параметрическом взаимодействии в поле мощного пучка накачки генерируемая волна на суммарной частоте через каскадный механизм меняет показатель преломления на сигнальной частоте. Профиль индуцированной неоднородности повторяет распределение интенсивности пучка накачки. В результате сигнальный пучок при входе в область накачки испытывает рефракцию, которая приводит к искривлению траектории. Если начальный угол наклона меньше некоторого предельного значения, может произойти отражение сигнала от волны накачки.

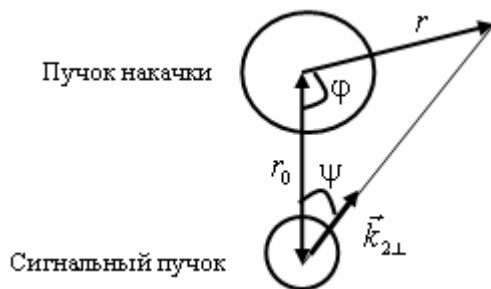


Рис. 1. Схема “нецентрального” соударения пучков в цилиндрических координатах.

Если рассматривать динамику перемещений поперечных сечений пучков, то их взаимодействие аналогично рассеянию частиц на потенциале. Если оси пучков находятся в одной плоскости, то взаимодействие можно назвать “центральным” и все траектории лежат в одной плоскости. В другой ситуации, когда начальный волновой вектор сигнальной волны направлен мимо оси накачки, имеет место “нецентральное” взаимодействие: на языке квазичастиц процесс напоминает нецентральное соударение. В таком случае возможно несколько вариантов в зависимости от величины отклонения от направления к оси.

Для осесимметричной накачки уравнения траектории сигнального пучка имеют следующий вид:

$$\frac{dr}{dz} = \pm \sqrt{\theta_2^2 (1 - r_0^2 \sin^2 \psi / r^2) - 2n_{nl}(r) + 2n_{nl}(r_0)}, \quad \frac{d\phi}{dz} = \theta_2 r_0 \sin \psi / r^2. \quad (1)$$

Заметим, что $r^2 \frac{d\varphi}{dz} = \text{const}$. Это соотношение аналогично закону сохранения момента импульса частицы, движущейся в центральном поле $U=U(r)$.

Как видно из уравнений (1) при $\psi = 0$ (“центральное” взаимодействие) первое уравнение совпадает с уравнением для планарной геометрии. Следовательно, для такого взаимодействия справедливо выражение для предельного угла параметрического отражения, полученное в [2]:

$$\theta_{cr} = C \left(\frac{4\gamma_2 \gamma_3 k_3 E_{1\max}^2}{k_1 k_2^2} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

где γ_j – коэффициент нелинейности, k_j – волновое число, $E_{1\max}$ – максимальная амплитуда накачки, C – коэффициент, зависящий от формы пучков.

Для “нецентрального” случая динамика взаимодействия зависит, как от угла наклона θ_2 , так и от параметра $a = r_0 \sin \psi$, который по аналогии с задачами о рассеянии частиц можно назвать прицельным.

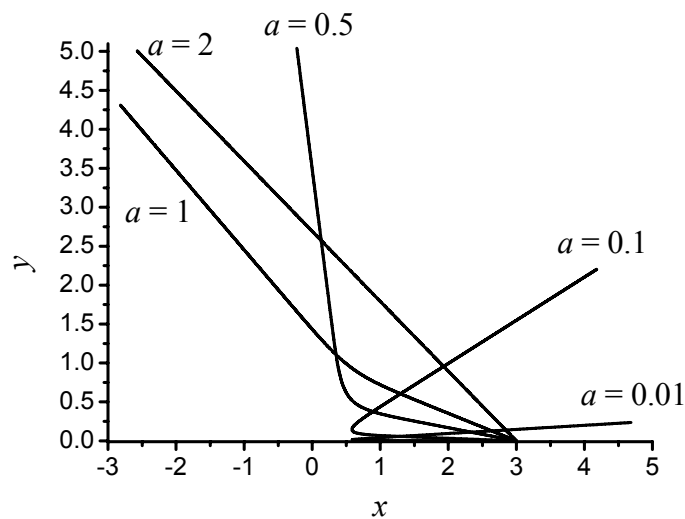


Рис. 2. Траектории сигнального пучка в поперечном сечении для различных значений прицельного параметра при “нецентральном” соударении.

На рисунке 2 даны траектории сигнального пучка для различных значений прицельного параметра. Если он мал, то происходит отражение назад, то есть угол рассеяния близок к 180° . При увеличении прицельного расстояния угол отражения уменьшается. Наконец, когда отклонение от центра превышает некоторое критическое значение, то взаимодействие практически не происходит, и направление распространения сигнального пучка совпадает с первоначальным.

Следует также отметить зависимость угловой расходимости сигнала от формы пучка накачки. Напомним, что профиль индуцированной

неоднородности повторяет распределение интенсивности накачки. Если пучок накачки осесимметричен и его ширина сравнима с шириной сигнального пучка, то параметрическая неоднородность имеет значительную кривизну и сигнальный пучок как бы отражается от выпуклого параметрического зеркала. Отраженный пучок в этом случае становится расходящимся. На рисунке 2 представлены профили пучков до и после отражения.

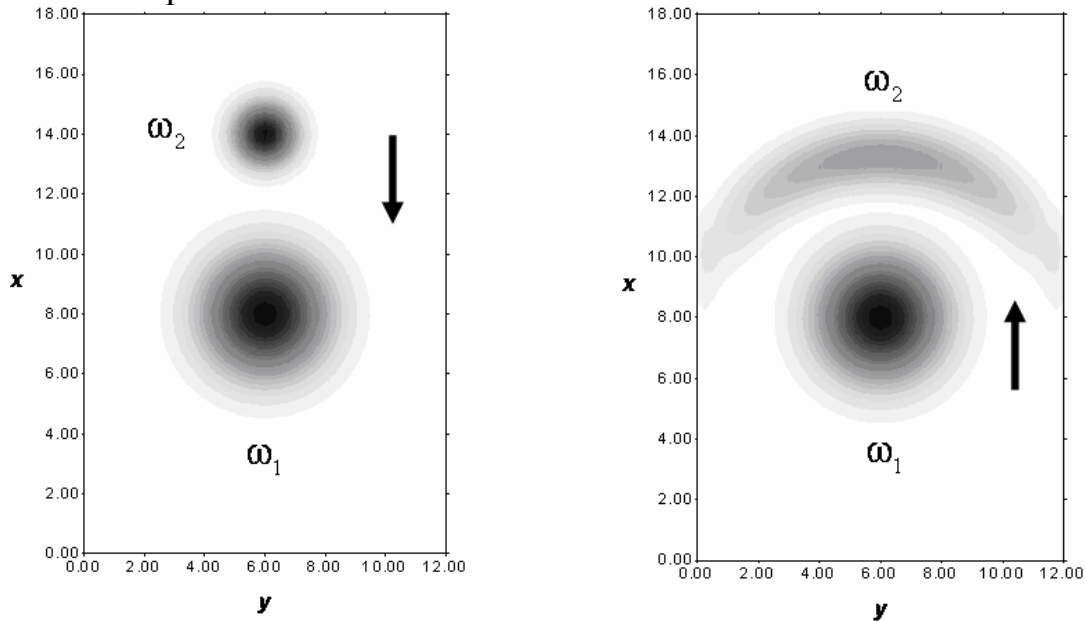


Рис. 3. Профили пучков до и после взаимодействия.

Первоначально как пучок накачки, так и сигнальный пучок были гауссовыми, причём накачка была в 2 раза шире. После отражения сигнал приобрёл форму полумесяца. Если же размер пучка накачки много больше, то сигнальный пучок практически не чувствует кривизны неоднородности и его поперечное сечение после отражения напоминает исходное.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. “Advanced Photonics with Second-order Optically Nonlinear Processes” Eds. A.D. Boardman, L. Pavlov, S. Tanev. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1998.
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ОТРАЖЕНИИ

О.А. Мохнатова, А.Н. Берковский, С.А. Козлов
 Санкт-Петербургский государственный университет
 информационных технологий, механики и оптики

В работе рассмотрены пространственно-временные спектры импульсов кратных частот, генерируемых при нелинейном отражении суперпозиции полей двух импульсов из малого числа колебаний с разными центральными длинами волн.

Параксиальная динамика вдоль оси z поля E линейно-поляризованного импульса из малого числа колебаний в диэлектрической однородной и изотропной среде с электронной нелинейностью может быть описана уравнением [1]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1)$$

где N_0 , a , b – эмпирические константы, характеризующие дисперсию показателя преломления среды

$$\begin{cases} n(\omega) = N_0 + \Delta n(\omega), \\ \Delta n(\omega) = ca\omega^2 - c \frac{b}{\omega^2}, \end{cases} \quad (2)$$

$g = \frac{2n_2}{c}$ – описывает безынерционную нелинейность ее поляризационного отклика, n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления среды), c – скорость света, z – направление, вдоль которого распространяется излучение, Δ_{\perp} – поперечный лапласиан, t – время.

Граничные условия при падении параксиального излучения на границу раздела сред под малыми углами имеют вид [2]

$$\begin{aligned} E_n + E_o &= E_{np}, \\ \frac{\partial E_n}{\partial z} + \frac{\partial E_o}{\partial z} &= \frac{\partial E_{np}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3)$$

где E_n , E_o и E_{np} – напряженности электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн соответственно.

Будем полагать, что световое излучение падает на границу раздела линейная среда (характеризуемая дисперсионными параметрами N_1 , a_1 , b_1) – нелинейная среда (характеризуемая N_2 , a_2 , b_2 и нелинейным коэффициентом g) вдоль положительного направления оси z из линейной среды. Тогда для падающей, отраженной и преломленной волн выполняется:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_n}{\partial z} + \frac{N_1}{c} \frac{\partial E_n}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 E_n}{\partial t^3} + b_1 \int_{-\infty}^t E_n dt' = \frac{c}{2N_1} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_n dt' \\ \frac{\partial E_o}{\partial z} - \frac{N_1}{c} \frac{\partial E_o}{\partial t} + a_1 \frac{\partial^3 E_o}{\partial t^3} - b_1 \int_{-\infty}^t E_o dt' = -\frac{c}{2N_1} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_o dt' \\ \frac{\partial E_{np}}{\partial z} + \frac{N_2}{c} \frac{\partial E_{np}}{\partial t} - a_2 \frac{\partial^3 E_{np}}{\partial t^3} + b_2 \int_{-\infty}^t E_{np} dt' + g E_{np}^2 \frac{\partial E_{np}}{\partial t} = \frac{c}{2N_2} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_{np} dt' \end{cases} \quad (4)$$

Выражая производные $\frac{\partial E_o}{\partial z}$, $\frac{\partial E_n}{\partial z}$ и $\frac{\partial E_{np}}{\partial z}$ через поля E_n , E_o и E_{np} из волновых уравнений (4) и используя граничные условия (3) для пространственно-временных спектров излучения

$$G(\omega, k_x, k_y) = \iiint E(t, x, y) \exp[i(\omega t - k_x x - k_y y)] dt dx dy \quad (5)$$

можно получить нелинейное обобщение формулы Френеля вида [2]

$$G_o = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left(1 + \frac{c^2}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_n - \frac{g c G_1}{3(n_1 + n_2)}, \quad (6)$$

где G_n – спектр падающего излучения, G_o – отраженного,

$$G_1(\omega, k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^4} \iiint \iiint G_n(\omega - \omega', k_x - k'_x, k_y - k'_y) G_n(\omega' - \omega'', k'_x - k''_x, k'_y - k''_y) \times \\ \times G_n(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y.$$

Рассмотрим отражение излучения, представляющего собой суперпозицию полей двух импульсов вида

$$E = E_0 \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{x}{\rho}\right)^2} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{y}{\rho}\right)^2} \cdot \cos(\omega_1 t) + E_0 \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{x}{\rho}\right)^2} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{y}{\rho}\right)^2} \cdot \cos(\omega_2 t), \quad (7)$$

с одинаковыми амплитудами E_0 , длительностями поперечными размерами но отличающимися центральными частотами ω_1, ω_2 .

На рис. 1 – 2 нелинейное отражение суперпозиции полей (7) импульсов из малого числа колебаний, отличающихся временными спектрами, иллюстрированы на случай отражения от границы раздела воздух ($N_1 = 1, a_1 = 0, b_1 = 0$) – кварцевое стекло ($N_2 = 1.4508, a_2 = 2.7401 \cdot 10^{-44} \text{ с}^3/\text{см}, b_2 = 3.9437 \cdot 10^{17} \text{ 1}/(\text{с} \cdot \text{см}), n_2 = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{кВт}$ [2]).

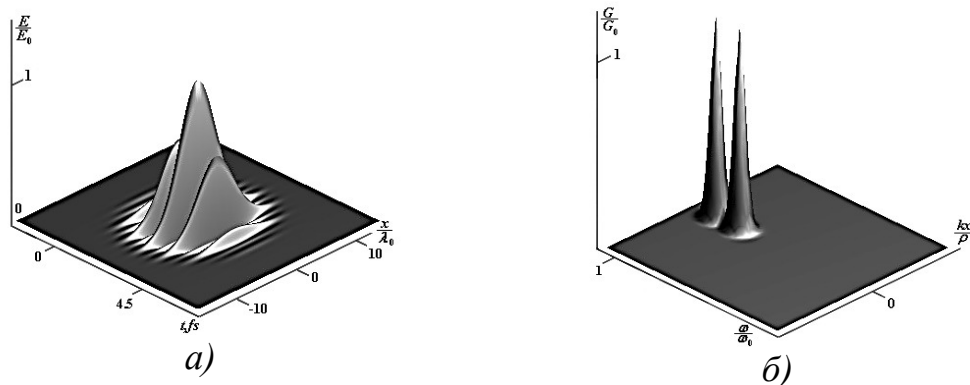


Рис. 1. Нормированное поле E_n а) и спектр G_n б) падающего на границу раздела диэлектрических сред излучения.

На рис. 1 представлены электрическое поле E_n и спектр G_n падающего излучения с $\tau = 4.5$ фс, $\rho = 7.8$ мкм, $\lambda_1 = \frac{2\pi c}{\omega_1} = 780$ нм, $\lambda_2 = \frac{2\pi c}{\omega_2} = 390$ нм.

На рис.2 приведены электрическое поле E_o и спектр G_o отраженного излучения при пиковой интенсивности падающего $I_n = 1 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Из рисунка видно, что фаза линейной(доминирующей) части отраженного импульса испытывает скачок на π , что обусловлено отражением от более плотной среды. Основным нелинейным эффектом является генерация импульсов кратных частот: $3\omega_1$, $2\omega_1 + \omega_2$, $2\omega_2 + \omega_1$, $3\omega_2$.

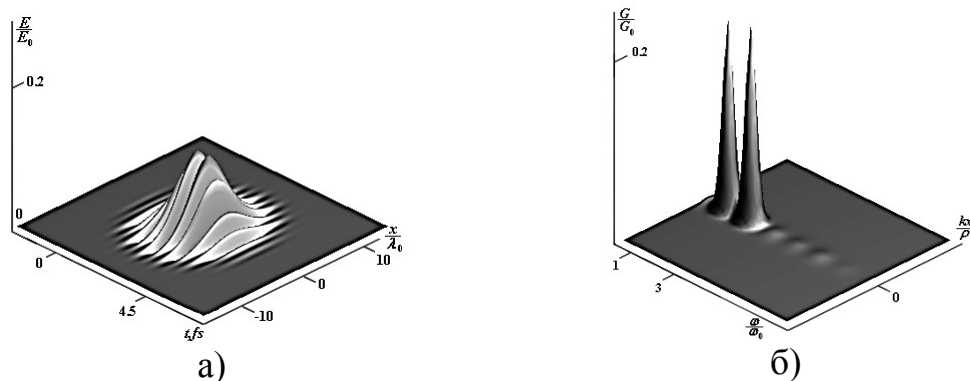


Рис. 2. Нормированное поле E_o а) и спектр G_o б) отраженного от границы раздела диэлектрических сред излучения при пиковой интенсивности падающего $I_n = 1 \cdot 10^{14}$ Вт/см².

Интенсивность этих импульсов превышает 1% от интенсивности излучения, отраженного на центральных частотах ω_1 и ω_2 , длительность и поперечные размеры меньше длительности и поперечных размеров импульсов падающего излучения.

Работа поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы» грант РНП.2.1.1.6877 и грантом РФФИ №05-02-16556.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 1997. Т.111. В. 2. С. 404.
2. О.А. Мохнатова, С.А. Козлов // Труды IV международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2005", 2005. С.84.

ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В ЧИСТЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЯХ

О. Ормачеа, А.Л. Толстик

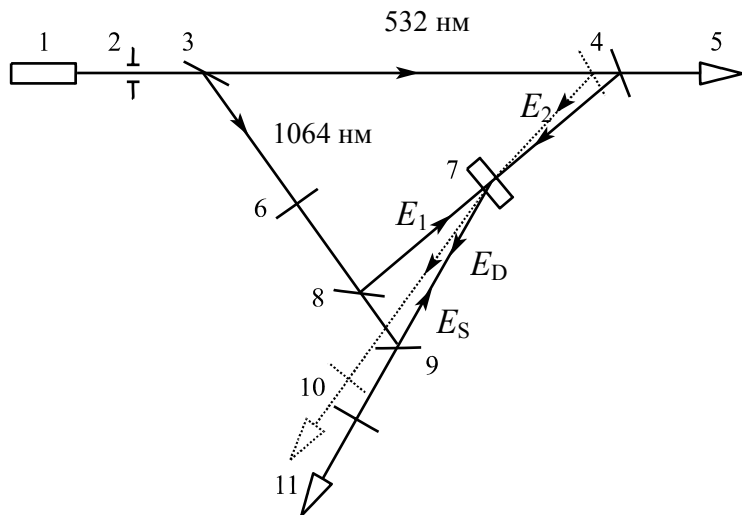
Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Окрашенные и чистые органические жидкости широко используются в современной лазерной физике в качестве нелинейных сред [1, 2]. Светоиндуцированное изменение оптических свойств нелинейной среды в интерференционном поле взаимодействующих волн приводит к записи динамических дифракционных решеток (голограмм). Их формирование может быть связано как с изменением показателя преломления и коэффициента поглощения при переходе молекул в высокие энергетические состояния, так и с тепловой нелинейностью, обусловленной нагревом среды.

В настоящей работе излагается общий подход к анализу процессов многоволнового взаимодействия световых пучков в чистых органических жидкостях в условиях проявления нелинейностей высших порядков за счет нелинейного характера теплового механизма формирования динамических дифракционных решеток.

Обычно, запись нелинейных динамических голограмм при многоволновых взаимодействиях реализуют в резонансных средах (растворы красителей, кристаллы с центрами окраски и т. д.), в которых за счет эффекта насыщения поглощения индуцируются нелинейности пятого и более высокого порядков. Нелинейная зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления резонансной среды от интенсивности в этих условиях приводит к искажению профиля штриха голографической решетки, которая перестает быть синусоидальной. Для анализа дифракционных характеристик таких динамических структур используют разложение пространственного распределения нелинейного отклика среды в ряд Фурье по пространственным гармоникам решетки [3]. Рассеяние на различных гармониках решетки определяет дифракцию во второй и более высокие порядки. При выполнении условия объемности динамических голограмм угловая селективность решетки позволяет независимо восстанавливать волны, дифрагированные в различные порядки, изменяя направление распространения считывающей волны [4], либо частоты считывающего пучка [3].

Экспериментальное исследование дифракции лазерного излучения на тепловых решетках было проведено в схеме невырожденного по частоте многоволнового взаимодействия (рис. 1). В качестве источника излучения использовался лазер на иттрий-алюминиевом гранате, работающий в импульсном режиме ($\tau=15$ нс). Спектрорделитель 3 и зеркала 8 и 9



формировали сигнальную E_S и опорную E_1 волны на основной частоте генерации лазера ($\lambda=1064$ нм). С помощью зеркала 4 считывающая волна E_2 (532 нм) направлялась в кювету с органической жидкостью 7, в качестве которой использовался чистый этиловый спирт. Зеркало 4 могло перемещаться, что позволяло изменять угол

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

считывания. Для измерения энергетической эффективности многоволнового взаимодействия использовалась регистрирующая система 5, 11. Светофильтры 6, 10 использовались для ограничения мощности излучения.

Зависимости дифракционной эффективности динамической голограммы $\xi = I_D / I_2$ от интенсивности записывающих голограмму волн, представлены на рис. 2. Видно, что для случая четырехволнового взаимодействия (линейная запись динамических голограмм, реализуемая на кубической нелинейности; рис. 2а) достигаются весьма высокие значения дифракционной эффективности (десять - пятнадцать процентов), причем имеет место квадратичный рост дифракционной эффективности.

Реализация четырехволнового взаимодействия объясняется

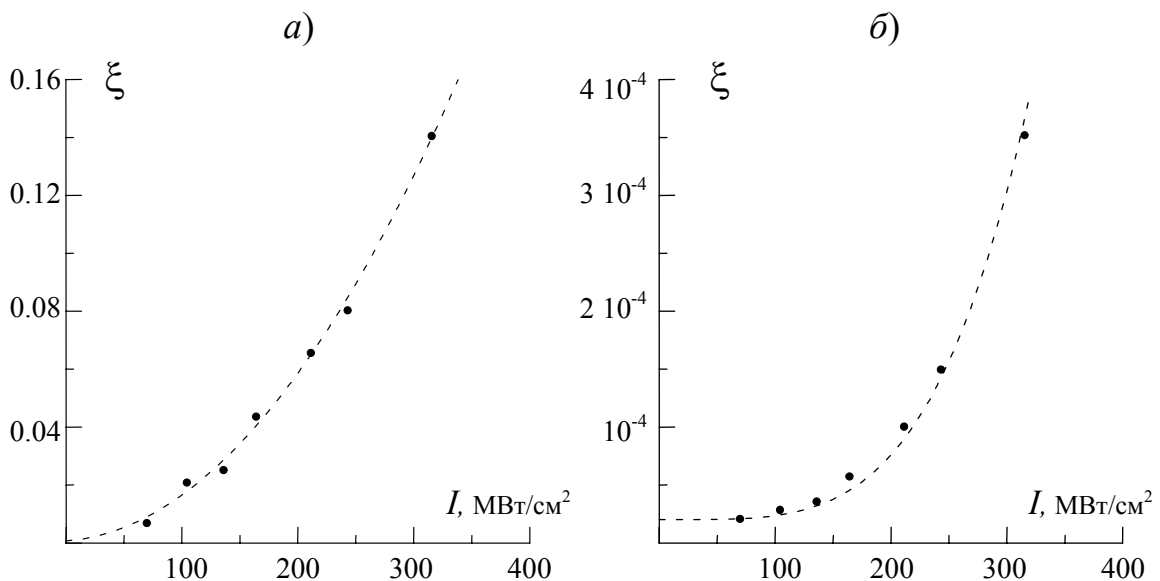


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности ξ от интенсивности записывающих голограмму волн для невырожденного четырех- (а), и шестиволнового взаимодействия (б) при $I_2=12$ МВт/см², $I_1=I_S=I$.

включением тепловой нелинейности вследствие небольшого поглощения этилового спирта на длине волны $\lambda = 1064$ нм. Величину теплового изменения показателя преломления при этом можно оценить по известной формуле [5]:

$$\Delta n_T = (dn/dT)\Delta T = (dn/dT)kI\tau / C_p, \quad (1)$$

где: dn/dT – термооптический коэффициент, k – коэффициент поглощения, I – интенсивность интерференционного поля, τ – длительность импульса, C_p – теплоёмкость единицы объёма.

Как видно из приведенной формулы (1), использование больших интенсивностей записывающих голограмму волн на длине волны 1064 нм ($100 - 400$ МВт/см²) позволяет достичь эффективного тепловыделения и при малых коэффициентах поглощения.

Наиболее интересный момент заключается в реализации шестиволнового взаимодействия (рис. 2б), которое имеет место при включении нелинейности пятого порядка. Подтверждением реализации шестиволнового взаимодействия, кроме геометрии взаимодействия, является четвертая степень зависимости дифракционной эффективности от интенсивности записывающих голограмму волн. Ранее, при использовании в качестве нелинейной среды растворов красителей (см., например [3]) такая ситуация реализовывалась за счет эффекта насыщения поглощения. Однако, коэффициент поглощения этилового спирта в условиях эксперимента оставался постоянным. Проявление нелинейностей высших порядков в этом случае можно объяснить зависимостью от температуры таких параметров, входящих в выражение (1), как теплоёмкость единицы объёма и термооптический коэффициент, которые во всех предыдущих рассмотрениях считались постоянными.

Таким образом, на примере органической жидкости (чистый этиловый спирт) продемонстрированы возможности реализации многоволнового взаимодействия на тепловых решетках за счет нелинейного характера формирования тепловых динамических решеток.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Martin, R.W. Hellwarth // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 371.
2. А.М. Березинская, А.М. Духовный, Д.И. Стаселько // Журнал технической физики. 1983. Т. 53. С. 499.
3. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea // Opt. Comm. 2000. V. 181. P. 183.
4. О. Ормачеа, А.Л. Толстик // Известия РАН. Серия Физическая. 2005. Т. 69. С. 1144.
5. В.В. Кабанов, А.С. Рубанов, А.Л. Толстик // Квантовая электроника, 1988. Т. 15. С. 1681.

БИФУРКАЦИЯ НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ И ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР В НЕЛИНЕЙНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ

О.Г. Романов

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Исследования спонтанного формирования пространственно-временных оптических структур представляют интерес, прежде всего для выяснения фундаментальных законов нелинейной динамики систем в отсутствие термодинамического равновесия. Устойчивый интерес к нелинейно-оптическим системам объясняется также перспективами их применения в системах преобразования оптических изображений, контроля пространственно-временных параметров лазерного излучения.

Известны различные конфигурации нелинейно-оптических систем, в которых проявляются эффекты самоорганизации. Простейшими примерами являются безрезонаторные конфигурации попутно и встречно распространяющихся лазерных пучков и оптические резонаторы, заполненные нелинейной средой. Взаимодействие светового пучка с нелинейным интерферометром является, пожалуй, наиболее исследованной задачей формирования оптических структур [1-2]. Реализация внешней обратной связи за счет отражения от зеркал резонатора усиливает эффекты взаимодействия излучения с нелинейной средой в резонаторе и вызывает конкуренцию продольных и поперечных оптических мод, что в свою очередь и приводит к возникновению самоорганизующихся структур световых полей. Формирование резонаторной обратной связи в задачах многоволнового взаимодействия световых волн в нелинейных средах позволяет рассчитывать на возникновение новых режимов оптической бистабильности и увеличение разнообразия реализуемых пространственно-временных структур световых полей [3-4].

Объектом исследования данной работы являлись схемы многоволнового взаимодействия в нелинейных интерферометрах и дифракционные структуры световых полей, формирующиеся в данных системах. Среди различных возможных режимов взаимодействия основное внимание уделено изучению бифуркации нарушения симметрии в задачах встречного двухволнового взаимодействия в кольцевом резонаторе и четырехволнового взаимодействия в интерферометре Фабри-Перо. Последовательно исследованы стационарные режимы оптической бистабильности, переходная динамика нелинейного интерферометра и процессы формирования дифракционных оптических структур с нарушенной симметрией.

Теоретический анализ задач формирования дифракционных оптических структур основан на модели среднего поля [5], адаптированной

к схемам внутриврезонаторного двух- и четырехволнового взаимодействия. Для задачи встречного распространения двух световых пучков в кольцевом резонаторе, заполненном средой с керровской нелинейностью, световые поля, прошедшие через систему, пропорциональны нормированным функциям E_1 , E_2 , которые подчиняются следующей системе связанных волновых уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial t} &= -E_1 + E_{10} + i\eta E_1 \left[|E_1|^2 + 2|E_2|^2 - \Delta_{01} \right] + i\beta \Delta E_1 \\ \frac{\partial E_2}{\partial t} &= -E_2 + E_{20} + i\eta E_2 \left[2|E_1|^2 + |E_2|^2 - \Delta_{02} \right] + i\beta \Delta E_2 \end{aligned} \quad (1)$$

где E_{10} , E_{20} - действительные амплитуды световых полей на входе в резонатор, $\eta\Delta_{01,02}$ - нормированные отстройки резонатора. Время нормировано на время установления поля в резонаторе $\tau_r = L/Tv$, L - база резонатора. Поперечный Лапласиан $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $\beta = \lambda L/4\pi T$ - параметр дифракции. Величина η , определяется как $+1$ или -1 для фокусирующей или дефокусирующей нелинейности, соответственно. Данная модель включает как эффекты самомодуляции световых волн (слагаемые $\sim E_i|E_i|^2$ в правой части уравнений (1)), так и кросс-модуляционные эффекты между двумя световыми волнами (слагаемые $\sim 2E_i|E_j|^2$), которые возникают вследствие записи динамических отражательных решеток показателя преломления и перерассеяния световых волн на них. Согласно системе уравнений (1) эффективность кросс-модуляции в два раза превосходит эффективность самомодуляции световых волн (эффект оптической невзаимности). Однако это различие еще более усиливается вследствие влияния мультипликативных свойств резонатора. Далее мы ограничиваем рассмотрение случаем взаимодействия одинаковых входящих световых полей $E_{10} = E_{20} = E_0$ и одинаковых отстроек $\Delta_{01} = \Delta_{02} = \Delta_0$ с целью найти режимы, когда ожидаемая соответственность световых полей на выходе резонатора нарушается.

Система уравнений (1) имеет как симметричное пространственно-однородное стационарное решение для интенсивности световых полей $I_{1,2}^{ST} = |E_{1,2}|^2$, прошедших через интерферометр: $I_0 = I^{ST} \left\{ 1 + [3I^{ST} - \Delta_0]^2 \right\}$, так и асимметричное решение в определенной области параметров: $I_{0j} = I_j^{ST} \left\{ 1 + [(I_j^{ST} + 2I_{3-j}^{ST}) - \Delta_0]^2 \right\}$, где $j = 1, 2$. Типичный пример передаточной функции интерферометра представлен на рис.1, где пунктиром отмечены неустойчивые ветви решения. Линейный анализ устойчивости стационарных решений позволяет классифицировать два типа бистабильности в данной системе: S -образную бистабильность, связанную с самовоздействием световых волн в нелинейном

интерферометре, и бифуркацию нарушения симметрии, связанную с эффектами кросс-модуляции световых волн. Численное моделирование динамики формирования дифракционных оптических структур позволило определить условия реализации периодических, лабиринтных и локализованных структур различной симметрии, примеры реализаций которых представлены на вставке рисунка 1.

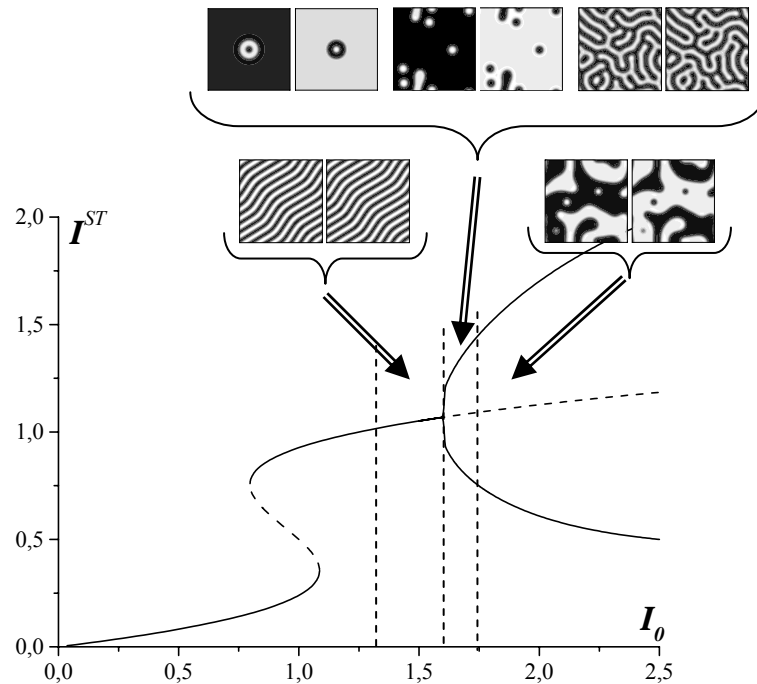


Рис 1. Стационарные решения волновых уравнений (1) и соответствующие дифракционные оптические структуры; $\Delta_0 = 2.5$, дефокусирующая нелинейность ($\eta = -1$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Гиббс «Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света» М.: Мир, 1985.
2. Н.Н. Розанов «Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах» М.: Наука, 1997.
3. О.Г. Романов, А.С. Рубанов, А.Л. Толстик // Журнал прикладной спектроскопии. 2002. Т. 69. № 2. С. 248.
4. О.Г. Романов, А.Л. Толстик // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 92. № 5. С. 857.
5. L.A. Lugiato, C. Oldano // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2209.

ЭФФЕКТ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В СИСТЕМЕ ИЗОТОПОВ

С.В. Сазонов

Явление самоиндуцированной прозрачности (СИП) заключается в просветлении резонансной поглощающей среды для светового импульса, если его интенсивность превышает определенное пороговое значение [1]. При малых же входных интенсивностях импульс затухает по хорошо известному закону Бэра.

В газовой смеси изотопов с узкими спектральными линиями атомы только одного изотопа могут находиться в точном резонансе с полем лазерного импульса, что обусловлено эффектом изотопического сдвига (ИС) [2]. Остальные же изотопические компоненты взаимодействуют с импульсом в режиме квазирезонанса [3]. ИС особенно заметен для атомов легких ($A \sim 10$, A - массовое число ядра) и тяжелых ($A \sim 100$) элементов. В первом случае ИС обусловлен различием в массах ядер соответствующих изотопов, во втором – различием в их размерах и распределением внутриядерных зарядов [2]. Относительные величины ИС достигают значений $|\Delta\omega_0/\omega_0| \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ [2]. Взяв для видимого диапазона $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ c}^{-1}$, будем иметь $\Delta\omega_0 \sim 10^{11} \text{ c}^{-1}$. При $\tau_p \sim 0.1 \text{ нс}$ и $T_2^* \sim 1 \text{ нс}$ данное значение $\Delta\omega_0$ оказывается значительным для возможности селективного характера возбуждения атомов различных изотопов. Эта селективность должна эффективно сказываться на разностях временных задержек в распространении импульсов при их резонансных настройках на атомы различных изотопов, что может дать информацию, например, о парциальных концентрациях изотопов в их смеси. Кроме того, от данных настроек (как от их величин, так и от знаков) и относительных концентраций изотопов должен зависеть характер поперечной динамики импульсов СИП. Здесь могут возникнуть эффекты конкуренции между само- и дефокусировкой, т.к. знаки резонансной отстройки для различных изотопов могут отличаться друг от друга.

В связи со сказанным выше представляет интерес исследование особенностей продольной и поперечной динамики импульсов СИП при их распространении в смеси изотопов, чему и посвящена настоящая работа.

Условия селективного возбуждения и квазирезонанса можно представить в виде $\Delta T_2^* \gg \Delta \tau_p \gg 1$.

В результате исключения материальных переменных из исходной системы уравнений для атомных матриц плотности и электромагнитного поля (многокомпонентной системы Максвелла - Блоха) для оптического импульса, распространяющегося вдоль оси z , получена система нелинейных уравнений

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z \partial \tau} + \sigma \sin \theta - \frac{3g}{2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} - g \frac{\partial^4 \theta}{\partial \tau^4} = \frac{c}{2n\omega} \left[(\Delta_{\perp} \Phi) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + 2(\nabla_{\perp} \Phi) \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \nabla_{\perp} \theta \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} \left(\gamma + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) - \frac{b}{2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right)^3 - b \frac{\partial^3 \theta}{\partial \tau^3} = \frac{c}{2n\omega} \left[(\nabla_{\perp} \Phi)^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \tau} \Delta_{\perp} \theta \right], \quad (2)$$

где $\theta \sim \int_{-\infty}^t E dt'$, E - электрическое поле импульса, Φ - фазовый эйконал, c - скорость света в вакууме, $\tau = t - z/v_g$, v_g - линейная групповая скорость, обусловленная квазирезонансными переходами, n - суммарная концентрация изотопов, параметр σ определяет вклад в динамику импульса резонансной компоненты, а коэффициенты g, b и γ - квазирезонансных, ∇_{\perp} и Δ_{\perp} - поперечные градиент и лапласиан, определяющие влияние поперечных возмущений на распространение оптического импульса.

В одномерном случае (1) переходит в интегрируемое уравнение Конно – Каменямы – Сануки, солитоны которого в данном случае описывают явление СИП в смеси изотопов. В процессе распространения солитона резонансная компонента изотопической смеси подвергается полной инверсии с последующим возвратом к исходному состоянию. Что касается квазирезонансных составляющих, то их возбуждение остается незначительным. Этим обстоятельством обусловлено различное влияние резонансной и квазирезонансных компонент на скорость распространения импульса.

Рассмотрим в качестве примера смесь, состоящую из паров самария, где присутствуют два его изотопа $^{150}_{62}Sm$ и $^{152}_{62}Sm$ в относительных содержаниях соответственно 90 и 10 процентов. При этом частота линий видимого диапазона второго изотопа превышает характерную частоту линий первого на величину $\Delta \sim 10^{11} c^{-1}$ [2]. Полагая, кроме того, $n \sim 10^{13} cm^{-3}$, $d \sim 10^{-18} CGCЭ$, $\omega \sim 10^{15} c^{-1}$, где d - дипольный момент резонансных переходов, приходим к выводу, что квазирезонансные переходы уменьшают линейную групповую скорость оптического импульса на единицы процентов. В свою очередь резонансные переходы уменьшают скорость распространения импульсов существенно нелинейным образом. Кроме того, скорость импульса значительным образом зависит от процентного содержания в изотопической смеси резонансной компоненты.

Изменяя частоту лазерного импульса так, чтобы он поочередно находился в резонансе с различными компонентами и определяя соответствующие временные задержки при его выходе из данной среды, можно определять процентный состав содержания различных изотопов.

Влияние поперечных возмущений на солитоны СИП учтены здесь методом усреднения по времени [4] и использованием приосевого приближения [5]. В результате для поперечно радиуса R импульса найдено дифференциальное уравнение

$$R'' = -\frac{a}{R^3} + \frac{g}{R^5} - \mu R'^2 R^3, \quad (3)$$

где «штрих» обозначает производную по z , второе и третье слагаемые в правой части описывают поперечные возмущения в приближении геометрической оптики и отвечают влиянию квазирезонансным и резонансной компонентам соответственно. Первым же слагаемым описываются эффекты дифракции.

В отсутствие квазирезонансных компонент ($g = 0$) из (3) следует известный вывод о неустойчивости солитона СИП относительно самофокусировки. Такой же вывод справедлив и в присутствии квазирезонансных составляющих смеси, если $g < 0$. Как видно из выражений для g и b , в этом случае в смеси преобладают компоненты, частоты переходов которых меньше несущей частоты импульса. В противоположном случае, как показал анализ уравнения (3), возможен устойчивый режим квазиканализирования, характеризующийся неизменным поперечным радиусом $R_0 = \sqrt{g/a}$ импульса, но изменяющейся формой. По мере распространения такого импульса его центральная часть выгибается вперед, обгоняя периферийные участки. В результате импульс принимает вид все более вытянутого полого снаряда. При вышепринятых численных параметрах $R_0 \sim 0.1$ см.

Таким образом, настройка частоты импульса в резонанс с той или иной компонентой смеси изотопов не только влияет на скорость его распространения, но и способна качественным образом изменять его поперечную динамику.

Работа поддержана РФФИ (проект № 05 – 02 – 16422а).

ЛИТЕРАТУРА

1. S.L. McCall, and E.L. Hahn // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 908.
2. А.Р. Стриганов, Ю.П. Донцов // УФН. 1955. Т. 55. С. 315.
3. M.D. Crisp // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 2128.
4. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 6. С. 1409.
5. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 290.

СОЛИТОННАЯ ДИНАМИКА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ И
УЛЬТРАКОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В
ДЕФОРМИРОВАННОМ ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ

С.В. Сазонов, Н.В. Устинов

Эксперименты по генерации акустических импульсов пикосекундной длительности [1] дали толчок теоретическому исследованию различных аспектов их взаимодействия с веществом. Как и в случае акустической самоиндуцированной прозрачности, основное внимание было обращено на изучение нелинейной динамики продольно-поперечных импульсов в кристаллах, содержащих парамагнитные примеси с эффективным спином $S = 1/2$ [2, 3]. В то же время, хорошо известно, что наиболее сильное взаимодействие с колебаниями кристаллической решетки испытывают парамагнитные ионы, обладающие эффективным спином $S = 1$. В качестве таковых можно, например, рассматривать примеси Fe^{2+} или Ni^{2+} , внедренные в кубический кристалл MgO .

Поле деформации в твердом теле, взаимодействуя с парамагнитными примесными центрами, выполняет двойную функцию. Так, в присутствие внешнего магнитного поля оно вызывает квантовые переходы внутри зеемановских мультиплетов и, одновременно, смещает частоты соответствующих переходов. Такой характер динамики находит свое физическое объяснение на основе квадрупольного эффекта Штарка. Деформация кристалла создает локальные градиенты электрического поля, которые вызывают, во-первых, электро-квадрупольные переходы между зеемановскими подуровнями (механизм Ван–Флека), во-вторых, изменение за счет квадрупольного штарк-эффекта энергии этих подуровней. Так как при этом снимается вырождение по модулю проекции S_z эффективного спина S (или полного углового момента) парамагнитного иона на направление внешнего электрического поля, то энергетические уровни с разными абсолютными значениями S_z смещаются неодинаково. В результате, возникает динамический сдвиг частоты у соответствующих квантовых переходов внутри зеемановских мультиплетов.

Следует отметить, что поле электромагнитного импульса, распространяющегося в среде несимметричных квантовых объектов, тоже выполняет две функции: вызывает квантовые переходы и сдвигает за счет эффекта Штарка их частоту. Было показано, что такой механизм взаимодействия со средой оказывает существенное влияние на формирование и динамику импульсов [4, 5]. По этой причине исследование распространения продольно-поперечных акустических импульсов в системе парамагнитных примесей с эффективным спином $S = 1$ представляет большой интерес.

Пусть кубический кристалл, содержащий парамагнитные примеси с эффективным спином $S = 1$, подвергнут действию однородной статической деформации, направленной вдоль оси z' , которая совпадает с одной из его осей симметрии четвертого порядка. Приложенная деформация снимает вырождение по модулю проекции S_z эффективного спина вследствие квадрупольного штарк-эффекта. Остальные оси декартовой системы координат направим вдоль двух других осей симметрии кристалла. Введем еще одну систему координат, оси x и z которой повернуты относительно x' и z' на угол α , а оси y' и y совпадают между собой.

Предположим, что вдоль оси z распространяется продольно-поперечный акустический импульс. Также будем считать, что населенности уровней с $S_z = \pm 1$ равны. Тогда, применив приближение однонаправленного распространения к материальным и волновым уравнениям, описывающим распространение акустического импульса в парамагнитном кристалле, получим следующую систему

$$\frac{\partial W}{\partial t} = iE_{\perp}(R - R^*), \quad (1)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i(\omega_0 + E_{\perp})R + 2iE_{\perp}W, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_{\perp}}{\partial z} + \frac{1}{a} \frac{\partial E_{\perp}}{\partial t} = -2i\beta(\omega_0 + 2E_{\square} + \delta E_{\perp})(R - R^*), \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_{\square}}{\partial z} + \frac{1}{a} \frac{\partial E_{\square}}{\partial t} = -\beta[\delta(\omega_0 + 2E_{\square} + \delta E_{\perp}) + d^2 E_{\square}](R - R^*). \quad (4)$$

Здесь W и R выражаются через коэффициенты матрицы плотности парамагнитных ионов, ω_0 — частота квантового перехода, a — скорость звука, постоянная β определяется параметрами среды,

$$E_{\perp} = \frac{G_{\perp}}{\hbar} \cos(2\alpha)E_{xz} + \frac{G_{\square}}{2\hbar} \sin(2\alpha)E_{zz},$$

$$E_{\square} = \frac{G_{\square}}{2\hbar} \cos(2\alpha)E_{zz} - \frac{G_{\perp}}{\hbar} \sin(2\alpha)E_{xz},$$

E_{xz} и E_{zz} — компоненты тензора деформаций, G_{\square} и G_{\perp} — постоянные спин-фононного взаимодействия, \hbar — постоянная Планка,

$$\delta = \frac{2G_{\perp}^2 - G_{\square}^2}{2A} \sin(4\alpha), \quad d = \frac{\sqrt{2}}{A} G_{\perp} G_{\square},$$

$$A = G_{\perp}^2 \cos^2(2\alpha) + \frac{G_{\square}^2}{2} \sin^2(2\alpha).$$

При $d = \delta = 0$ полученная система уравнений совпадает с хорошо известными в когерентной оптике уравнениями Максвелла–Блоха для изотропной двухуровневой среды. Если $d = 0$, то можно положить $E_{\square} = -\delta E_{\perp} / 2$. Возникающая при этом система сводится к уравнениям Максвелла–Блоха для анизотропной среды [5]. Кроме того, уравнения (1)–(4) эквивалентны системе волновых и материальных уравнений, которая была выведена при рассмотрении динамики продольно-поперечных акустических импульсов в парамагнитном кристалле с эффективным спином $S = 1/2$ в присутствии внешнего магнитного поля [3].

Примечательно, что рассматриваемые уравнения интегрируемы с помощью метода обратной задачи рассеяния. Это обстоятельство дает возможность найти в явном виде их солитонные решения. Так, нами построены решения уравнений (1)–(4), которые описывают распространение предельно коротких продольно-поперечных акустических импульсов и изучены особенности их взаимодействия с парамагнитными примесями. Показано, что существуют несколько типов импульсов. Оказалось, что импульсы, принадлежащие различным типам, могут иметь одинаковую длительность, но отличаться скоростью и поведением среды при их прохождении. Обнаружена асимметрия по полярности импульсов, которая зависит от направления распространения.

Для исследования особенностей динамики ультракоротких акустических импульсов, продольная и поперечная компоненты которых имеют высокочастотные составляющие, к уравнениям (1)–(4) было применено приближение медленно меняющихся огибающих. Полученная при этом система совпадает с уравнениями синхронизма длинных и коротких волн, которая была подробно исследована в [4]. По этой причине режимы самоиндуцированной прозрачности, выделенные в [4] для оптических импульсов, существуют также и в случае ультракоротких акустических импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05 – 02 – 16422).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Ахманов, В.Э. Гусев // УФН. 1992. Т. 162. С. 3.
2. С.В. Воронков, С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. № 2. С. 269.
3. А.А. Заболотский // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. № 6. С. 1239.
4. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 2. С. 289.
5. С.О. Елютин // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 1. С. 17.

ДИНАМИКА ВЕКТОРНЫХ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ СОЛИТОНОВ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ СРЕДАХ

С.В. Сазонов, Н.В. Устинов

Представлена первая физическая реализация интегрируемого модифицированного уравнения синус–Гордона, которое здесь описывает распространение векторного предельно короткого электромагнитного импульса в системе несимметричных квантовых объектов, обладающих в собственнoэнергетических состояниях постоянными дипольными моментами. На основе солитонных решений для обыкновенной и необыкновенной компонент выявлены новые режимы динамики импульса и среды, специфичные только для несимметричных сред.

В последнее время значительно возрос интерес к исследованию нелинейной динамики оптических импульсов длительностью до одного периода световых колебаний (предельно коротких импульсов (ПКИ)) в средах, состоящих из несимметричных квантовых объектов (НКО) типа квантовых ям или квантовых нитей [1, 2]. Данные объекты характеризуются отличными от нуля постоянными дипольными моментами D (ПДМ) в собственнoэнергетических состояниях. В таких условиях оптический импульс не только вызывает квантовые переходы между этими состояниями, но и динамическим образом сдвигает частоту данных переходов за счет эффекта Штарка. С одной стороны, отмеченный интерес обусловлен бурным развитием нанотехнологий, позволяющих, в частности, создавать среды с наперед заданными свойствами. С другой стороны, мощный толчок данные исследования получили благодаря успешной генерации в лабораторных условиях лазерных ПКИ [3].

В анизотропной среде электромагнитные импульсы обладают, вообще говоря, векторной структурой, разбиваясь на обыкновенную и необыкновенную составляющие. Эти составляющие взаимодействуют в нелинейном режиме посредством НКО, что оказывает существенное влияние на формирование и динамику импульсов [2].

В связи со сказанным выше приобретает актуальность исследование распространения векторных ПКИ в системе НКО, чему и посвящена настоящая работа.

Пусть матрица, содержащая НКО, является изотропной средой, характеризуемой показателем преломления n . НКО при этом являются аксиально симметричными с осью симметрии (оптической осью) z декартовой системы координат. Предполагаем, что асимметрия НКО обусловлена их внутренним электрическим полем. Тогда энергетические уровни НКО вырождены по модулю проекции M электронного углового момента на ось z . Здесь мы считаем, что основному состоянию соответствует $M = 0$, а возбужденному — $M = \pm 1$. При этом остальные

квантовые уровни достаточно удалены от рассматриваемых, разделенных частотой $\omega_0 \sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

Пусть импульс распространяется вдоль оси x , перпендикулярной оптической оси. В этих условиях электрическое поле E_o обыкновенной компоненты импульса возбуждает квантовый переход, а необыкновенная E_e динамически смещает частоту данного перехода [2].

При длительности импульса $\tau_p \sim 10$ фс справедливо условие $\varepsilon \equiv (\omega_0 \tau_p)^2 \ll 1$, используя которое, мы разрешили материальные уравнения относительно элементов матрицы плотности рассматриваемого квантового перехода. В результате для обыкновенной компоненты электромагнитного импульса получено модифицированное уравнение синус–Гордона

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial \tau} = -\beta \sqrt{1 - \tau_c^2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial \tau} \right)^2} \sin \psi, \quad (1)$$

где $\psi = (2d/\hbar) \int_{-\infty}^t E_o dt'$, d — дипольный момент перехода, \hbar — постоянная Планка, а коэффициенты β и τ_c определяются параметрами среды. При этом коэффициент τ_c пропорционален ПДМ квантового перехода, т.е. характеризует асимметрию среды.

В случае симметричной среды ($\tau_c = 0$) (1) описывает динамику ПКИ в симметричной среде и переходит в уравнение синус–Гордона (СГ), найденное для такой задачи в [4].

Следует особо отметить, что в настоящей работе уравнение (1) впервые выведено на основе рассмотрения конкретной физической задачи. Ранее, в [5], оно было получено в ходе сугубо математического исследования свойств преобразований Бэклунда для уравнения СГ.

Односолитонное решение (1) имеет вид

$$E_o = \pm \frac{\hbar}{d \tau_p} \operatorname{sech} \chi \frac{1 - q \tanh \chi}{1 - 2q \tanh \chi + q^2}, \quad (2)$$

где $q = \tau_c / \tau_p$, $\chi = (t - x/v) / \tau_p$, а скорость v распространения солитона связана с τ_p выражением $1/v = n/c + \beta \tau_p^2$, c — скорость света в вакууме.

При этом необыкновенная компонента связана с обыкновенной соотношением $E_e^2 + 2\hbar\omega_0 E_e / D + E_o^2 = 0$.

Для «площади» $A_o \equiv \psi_{\tau \rightarrow \infty}$ обыкновенной компоненты солитона имеем $A_o = \pm 2\pi$ при $\tau_p > \tau_c$ и $A_o = 0$, если $\tau_p < \tau_c$.

Как видно из (2), односолитонные ПКИ в зависимости от их площади можно разбить на три семейства. Первые два с

$A_0 = \pm 2\pi$ существуют также у уравнения СГ, описывающего динамику ПКИ в изотропных средах. Солитоны из семейства с $A_0 = 0$, длительность которых меньше критического значения τ_c , являются двухполярными и не имеют соответствия в изотропном случае.

Обыкновенная составляющая однополярного солитона при $\tau_p > \sqrt{2}\tau_c$ обладает одним центральным максимумом. При этом его распространение и сопутствующая динамика среды практически не отличается от таковой в случае изотропной среды, где справедливо уравнение СГ: передняя часть импульса полностью инвертирует населенности уровней, а задняя возвращает данные населенности к исходному состоянию. Если же $\tau_c < \tau_p < \sqrt{2}\tau_c$, обыкновенная компонента солитона обладает двумя симметричными горбами, первый из которых инвертирует населенности уровней НКО. Затем начинается рост необыкновенной составляющей, достигающей максимального по величине значения в центре солитона. Данная составляющая сдвигает квантовые уровни НКО друг относительно друга так, что основной уровень становится возбужденным и наоборот. Таким образом, в промежутке между горбами среда эффективно находится в основных энергетических состояниях, которые в отсутствие солитона являются возбужденными и, соответственно, неустойчивыми. С приближением второго горба обыкновенной компоненты необыкновенная составляющая убывает, возвращая взаимное положение квантовых уровней к исходному. В это же время второй горб обыкновенной компоненты переводит НКО в истинное основное состояние. Данный механизм распространения, присущий только среде из НКО, позволяет понять, что на интервал между горбами обыкновенной компоненты (а он неограниченно возрастает при стремлении τ_p к τ_c) не накладывается ограничение, связанное с процессами релаксации.

Аналогичен описанному выше и механизм распространения двухполярных солитонов, у которых интервал между горбами превосходит их длительность. При укорочении же длительности горбы двухполярного солитона сближаются, и уменьшается степень возбуждения среды.

Работа поддержана РФФИ (проект № 05 – 02 – 16422а).

ЛИТЕРАТУРА

1. L.W. Casperson // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. P. 609.
2. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 289.
3. K. Tamura, and M. Nakazawa // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 68.
4. Э.М. Беленов, А.В. Назаркин // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 252.
5. H.-H. Chen // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 925.

ДИСКРЕТНО-НЕПРЕРЫВНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ СИГНАЛА В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ

С.В. Сазонов, В.А. Халяпин

Российский государственный университет имени Иммануила Канта

Предложен механизм преобразования лазерного излучения, при котором частота исходного сигнала удваивается, а потом непрерывно уменьшается. Этот механизм реализуется в двуосных кристаллах в результате каскадного процесса: исходная волна генерирует вторую гармонику, поляризованную перпендикулярно основной, которая порождает видеоимпульс, поляризованный как и первоначальная волна. В процессе генерации видеоимпульса, частота порождающей его второй гармоники непрерывно смещается в красную область спектра. Такой каскадный процесс возможен при совместном выполнении условия фазового синхронизма, обеспечивающего эффективную генерацию второй гармоники, и резонанса Захарова - Бенни (РЗБ) для плавной перестройки частоты второй гармоники при генерации ею видеоимпульса.

Пусть электромагнитный импульс распространяется в двуосном кристалле вдоль оси z в плоскости, образованной любыми главными осями. Ось y направлена перпендикулярно z , а x – ортогонально плоскости, в которой распространяется импульс. В такой среде электромагнитная волна разбивается на две взаимоортогональные компоненты: E_x , направленную вдоль оси x и E_y , параллельную y . Будем считать, что спектр импульса лежит в области прозрачности кристалла, поэтому взаимодействие со средой нерезонансное и нелинейность с дисперсией можно считать малыми. Исходя из этого, запишем связь компонент поляризации отклика среды P_x, P_y с составляющими электрического поля E_x, E_y следующим образом

$$P_x = \int_0^{\infty} \chi_{xx}(\tau) E_x(t-\tau) d\tau + \chi_{xxx} E_x^2 + \chi_{xyy} E_y^2 + 2\chi_{xxy} E_y E_x, \quad (1)$$

$$P_y = \int_0^{\infty} \chi_{yy}(\tau) E_y(t-\tau) d\tau + \chi_{yyy} E_y^2 + \chi_{yxx} E_x^2 + 2\chi_{yyx} E_y E_x, \quad (2)$$

где $\chi_{xx}(\tau), \chi_{yy}(\tau)$ – компоненты тензора линейной электронной восприимчивости, а $\chi_{xxx}, \chi_{yyy}, \chi_{zzz}, \chi_{yxx}, \chi_{yyx}, \chi_{xyy}, \chi_{xxy}$ – ненулевые компоненты тензора квадратичной низкочастотной восприимчивости.

Импульс E_x генерирует вторую гармонику E_y , порождающую видеоимпульс E_{x0} , поляризованный так же как исходная волна. Поскольку основная и удвоенная гармоники представляют собой квазимонохроматические импульсы, то справедливо представление

$$E_x = \psi_x \exp[i(\omega t - k_x z)] + c.c. + E_{x0}, \quad (3)$$

$$E_y = \psi_y \exp[i(2\omega t - k_y z)] + c.c., \quad (4)$$

где ψ_x, ψ_y - медленно меняющиеся огибающие, k_x, k_y - соответствующие волновые числа. Учитывая (1)-(4) и уравнения Максвелла, можно получить систему, описывающую каскадный процесс. Дальнейшие результаты будут следствием анализа этой системы.

Опишем сначала эффект генерации второй гармоники при расстройке групповых скоростей ($v_x \neq v_y$) в приближении заданного поля. Наибольшая эффективность удвоения частоты достигается при выполнении условия фазового синхронизма $2k_x = k_y$. Если на вход в нелинейную среду подаётся импульс основного излучения с огибающей в виде

$$\psi_x = \psi_{0x} \operatorname{sech}\left(\frac{t - z/v_x}{\tau_1}\right), \quad (5)$$

то амплитуда сигнала на удвоенной частоте имеет вид [1]

$$\psi_y = -ib_y \omega \psi_{0x}^2 \operatorname{sh} \frac{z}{l_{12}} \operatorname{sech}\left(\frac{t - z/v_x}{\tau_1}\right) \operatorname{sech}\left(\frac{t - z/v_y}{\tau_1}\right). \quad (6)$$

Здесь ψ_{0x} – максимальная амплитуда входного импульса, τ_1 – его характерная длительность, $n_x = \sqrt{1 + 4\pi\chi_{xx}}$, $n_y = \sqrt{1 + 4\pi\chi_{yy}}$ – безынерционные показатели преломления, коэффициент $b_y = 4\pi\chi_{yxx} / cn_y$, $l_{12} = \tau_1 / |1/v_x - 1/v_y|$ – групповая длина, за которой начинается уход энергии гармоники из области возбуждения, определяемой размером исходного импульса.

Взяв $\chi_{yxx} \sim 10^{-9}$ ГГСЭ, интенсивность исходной волны $I_x = 10^9$ Вт/см², $\omega = 10^{15}$ с⁻¹, из (6) найдём интенсивность второй гармоники

$$I_y = 0.1 I_x = 10^8 \text{ Вт/см}^2.$$

По мере своего распространения вторая гармоника, полученная вышеописанным образом, при выполнении условия РЗБ ($v_y = c/n_x$) порождает видеоимпульс E_{x0} . Поскольку основная компонента на исходной частоте не удовлетворяет условию РЗБ, то в процессе генерации видеоимпульса она не участвует. Учитывая вышесказанное, уравнения, описывающие каскадный процесс, можно записать в виде системы Ядзимы-Ойкавы [2], которая имеет односолитонное решение вида

$$\psi_y = \psi_m e^{-i(\Omega t - qz)} \operatorname{sech}\left[(t - z/v)/\tau_p\right], \quad (7)$$

$$E_{x0} = -E_m \operatorname{sech}^2 \left[(t - z/v) / \tau_p \right], \quad (8)$$

где

$$\psi_m = \frac{|k_{2y}|}{\tau_p} (\Omega / 2\omega g_y g_x)^{1/2}, \quad (9)$$

скорость импульса v выражается соотношением $1/v = n_x/c - k_{2y}\Omega$, $g_y = 4\pi\chi_{yyx}/cn_y$, $g_x = 4\pi\chi_{xyy}/cn_y$ – определяют вклады нелинейностей второго порядка, $k_{2y} = \partial(1/v_y)/\partial\omega$ – параметр дисперсии групповой скорости,

$E_m = k_{2y}/(2\omega g_y \tau_p^2)$, $q = \Omega/v + k_{2y}(\Omega^2 + \tau_p^{-2})/2$. Решение (7), (8) является двухпараметрическим. Первый свободный параметр τ_p имеет смысл длительности солитона. Он определяет также спектральную ширину видеоимпульса: $\Delta\omega \sim 1/\tau_p$. Второй свободный параметр Ω является положительным (см. выражение для ψ_m) и определяет частотный сдвиг коротковолновой компоненты в красную область (см. (7)). Как видно из выражения (9), параметр Ω , определяющий величину смещения частоты импульса второй гармоники $\Omega \sim \psi_m^2 \sim I_y$ пропорционален интенсивности I_y этого импульса [3]. Используя формулу (9), находим $\Omega/\omega = 128\pi^3 \tau_p^2 \omega^2 \chi_{yyx}^2 I_y / c$. Взяв $\tau_p = 10^{-11}$ с, $\omega = 10^{15}$ с⁻¹, $\chi_{yyx} \sim 10^{-9}$ СГСЭ, $I_y = 0.1 I_x = 10^8$ Вт/см², найдём $\Omega/\omega = 10^{-3}$. В этих условиях интенсивность видеоимпульса $I_{x0} = E_m^2 I_y / \psi_m \sim I_y / 2\omega \tau_p^2 \Omega$. При вышеприведённых параметрах получаем $I_{x0} \sim 10^{-5} I_y = 1$ кВт/см².

Таким образом, импульс на удвоенной частоте (6), который был сгенерирован исходным сигналом (5), может плавно менять свою частоту за счёт перекачки энергии в порождаемый им видеоимпульс (8). Необходимо отметить, что рассмотренный механизм дискретно-непрерывной перестройки частоты может реализоваться только при одновременном выполнении условия фазового синхронизма и РЗБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. «Теория волн» М.: Наука, 1990.
2. N. Yadjima and M. Oikawa // Progr. Theor. Phys. 1976. V. 56. P. 1719.
3. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 11. С. 1019.

ДИНАМИКА СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
СРЕДЕ С ПРОДОЛЬНОМ ГРАДИЕНТОМ ПОКАЗАТЕЛЯ
ПРЕЛОМЛЕНИЯ

О.Х. Хасанов¹, Т.В. Смирнова¹, О.М. Федотова¹,
А.П. Сухоруков², Н.Ю. Вислобоков²

¹Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, Минск, Беларусь

²МГУ, физический факультет, Москва, Россия

Распространение мощного излучения в диэлектрической среде сопровождается нелинейным изменением ее оптических свойств. В частности, проявляется неоднородное распределение показателя преломления, характеризуемое поперечным и продольным градиентами. В средах с керровской нелинейностью следствием возникновения поперечного градиента показателя преломления является самофокусировка пучка света, если его мощность P выше критической $P_{cr} = \pi(0.61\lambda)^2 / 8n_0n_2$. Неограниченному росту интенсивности излучения вследствие самофокусировки могут препятствовать процессы фотоионизации среды и генерации плазмы, нормальная дисперсия групповой скорости, насыщение нелинейности. Роль каждого из них и их кумулятивный эффект достаточно подробно исследованы в литературе. Продольная составляющая показателя преломления, как правило, не учитывается. Вместе с тем, продольный градиент показателя преломления, характеризуя степень возникающей неоднородности нелинейной среды, в общем случае должен приводить к формированию рассеянной назад волны.

В настоящей работе моделируются нестационарные режимы распространения ультракоротких импульсов (УКИ) света в средах с керровской нелинейностью с учетом отражения от нелинейного фокуса. При этом, чтобы более детально представить динамику отражения, предполагается, что фотоиндуцированная ионизация среды и нормальная дисперсия групповой скорости проявляются слабо. Следует отметить, что росту продольного градиента показателя преломления может способствовать эффект самоукручения импульса и дисперсия нелинейности. Как и волновая нестационарность, последняя может приводить к формированию ударных волн и, как следствие, к отражению падающего излучения. Так, в работе [1] численный анализ процесса распространения в керровской среде мощных ультракоротких импульсов, огибающие которых зависят только от продольной координаты, показал, что на заднем фронте возникают ударные волны, порождающие высокие пространственные частоты и отраженное назад излучение. При этом длительность импульса растет за счет образующегося на заднем фронте высокочастотного «факела», а пиковая интенсивность уменьшается. В отличие от указанной работы, мы предполагаем, что длительность падающего импульса такова, что имеет место самофокусировка

импульсного пучка, а отражение происходит от продольного градиента показателя преломления, максимального в точке фокуса. Для учета обратной волны вводится величина нелинейного эйконала, обусловленного набегом фазы вдоль оси распространения [2]. Исходя из волнового уравнения, после ряда преобразований нами была получена система уравнений типа НУШ для прямой и отраженной волн. Для численного анализа полученных уравнений с начальными и граничными условиями [3] применялся метод конечных разностей. Входящие параметры соответствуют данным образца плавленого кварца для входного импульса с $\tau_p = 70$ фс, $r_0 = 20$ мкм.

Условия распространения пучка на расстояниях, превышающих несколько дифракционных длин, численно исследовались в зависимости от соотношения $\alpha = P/P_{cr}$. Проведенные расчеты для $\alpha = 1 \div 35$ показали, что значение $9 < \alpha < 10$ является критическим для самофокусировки. С ростом входной мощности степень сужения пучка увеличивается. При указанной величине отношения α в точке фокуса диаметр пучка сравним с длиной волны. Поскольку положение фокуса импульсного пучка зависит от его входной мощности и начальной величины радиуса, рост интенсивности излучения на оси пучка происходит тем быстрее, чем больше α . При этом пренебрежение отражением от нелинейного фокуса, как подтверждают расчеты, приводит практически к неограниченному росту пиковой интенсивности падающей волны (Рис.1 и вставка к нему). Отметим, что при значении $\alpha < 9$ фокусное расстояние достаточно велико, поэтому на исследуемых длинах существенного роста интенсивности пучка не наблюдалось: $I/I_0 < 10\%$, что объясняется незначительным поперечным градиентом нелинейного показателя преломления.

Как показывает численный анализ, учет продольного градиента показателя преломления сдерживает рост интенсивности падающей волны. И хотя при $9 < \alpha < 10$ пиковое значение интенсивности отраженной волн не превышает 2-5% от падающей, тем не менее, характер самофокусировки изменяется, неограниченного роста интенсивности падающей волны не наблюдается. При больших значениях $\alpha > 25$ коэффициент отражения $\eta = I_B/I_F$ может достигать 10%, а при $\alpha > 30$ - $\eta = 12 - 15\%$ (Рис.2). По мере распространения появляются пространственно-временные искажения огибающих в падающей и отраженной волнах. Происходит смещение максимальной точки амплитуды падающей волны в хвостовую часть импульса, отраженная волна становится сильно неоднородной по сечению. Что касается спектральных особенностей, установлено, что на заднем фронте падающего импульса растет высокочастотная часть спектра. Данный факт полностью согласуется с выводами работы [1].

Если длина распространения достигает несколько дифракционных длин, то при значениях $\alpha > 20$ в отсутствие диссипации проявляется многофокусный характер распространения (Рис.3).

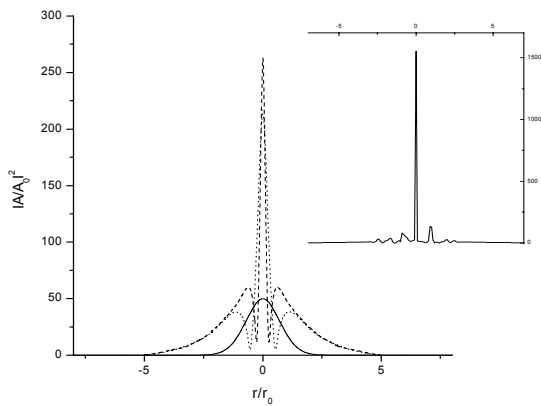


Рис.1. Профиль интенсивности падающей волны $I_F(r)$ при $\alpha=15$ (сплошная кр.), 20 (штрих-пункт.), 25 (пунктир). На вставке – случай однородного показателя преломления, $\alpha=25$.

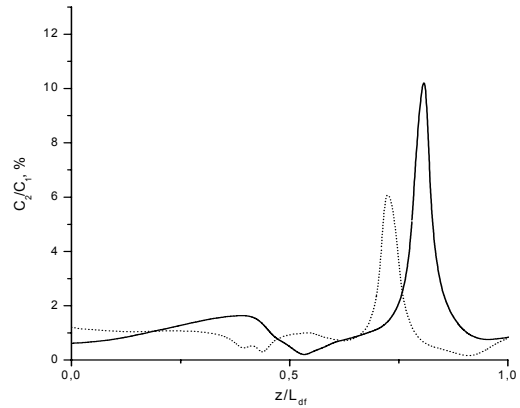


Рис.2. Абсолютное отношение интенсивностей падающей волны I_F к отраженной I_B

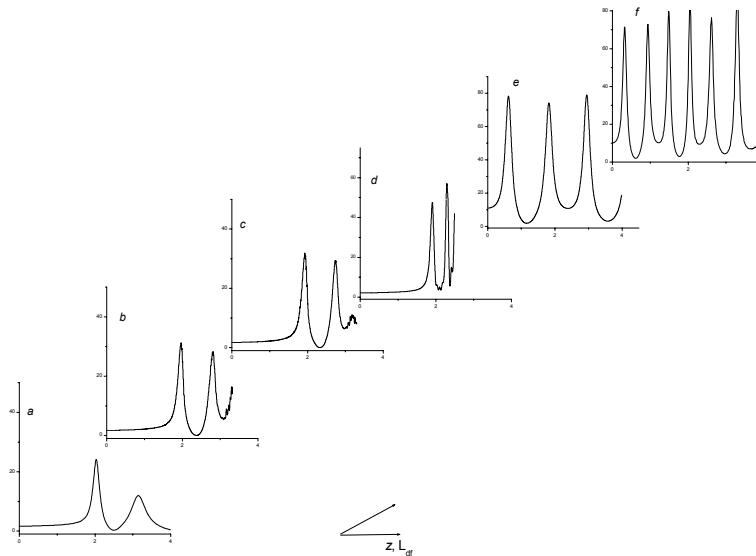


Рис.3. Поведение пиковой интенсивности падающей волны при распространении на $L=4L_{df}$, если $\alpha=12$ (a), 18 (b), 22 (c), 30 (d), 35 (e), 38 (f).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е.Семенов // ЖЭТФ. 2006. Т.129. Вып.1. С. 42.
2. А.П. Сухоруков, Р.Г. Майоров, А.В. Чурилова, Ф. Микелотти // Изв.РАН, с.физ. 2001. Т.65. №4. С. 566.
3. О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков // Труды IX Всеросс. школы- семинара «Волновые явления в неоднородных средах». 2004. С. 27.

ИНЕРЦИОННОСТЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ
ПОЛЯРИЗОВАННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЫ В СИЛЬНОМ
ПОЛЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов
Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики

Объектом исследования работы является самовоздействие высокоинтенсивных импульсов из нескольких колебаний светового поля в диэлектрических средах. Актуальность исследования связана с широким распространением лазеров, генерирующих такие предельно короткие импульсы (ПКИ) [1]. В значительном числе работ рассматривает самовоздействие ПКИ теоретически рассматривается на основе уравнений динамики поля излучения [2, 3], так как метод медленно меняющейся огибающей светового импульса для них, строго говоря, неприменим. Для ПКИ оптического диапазона интенсивность поля излучения, при которой за время его прохождения не происходит оптический пробой диэлектрической среды, может превышать 10^{13} Вт/см^2 [4]. В этой ситуации необходим анализ ионизационных механизмов нелинейности диэлектрика, не наблюдавшихся в поле «длинных» импульсов такой интенсивности из-за его разрушения.

В работе [3] нами выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением свободных электронов. Его вывод проведен на основе формализма матрицы плотности в приближении трехзонной энергетической модели среды. При описании плазменной нелинейности третье энергетическое состояние рассматривается как зона квазисвободного движения электронов. Результатом вывода явилась система волнового и динамических материальных уравнений, учитывающая как безынерционную кубическую нелинейность, так и плазменную инерционность электронной нелинейности. При рассмотрении самовоздействия ПКИ временной длительностью в несколько фемтосекунд эта система сводится к полевому уравнению вида:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g_3 \frac{\partial E^3}{\partial \tau} + g_3^{(1)} E^3 + g_3^{(1)} \frac{\partial E}{\partial \tau} \int_{-\infty}^{\tau} E^2 d\tau' + \\ + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(g_3^{(2)} E \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + g_3^{(3)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + g_5 \int_{-\infty}^{\tau} E^3 d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} E^2 d\tau'' = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где E – электрическое поле ПКИ, $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$ – время в сопровождающей системе координат, z – направление распространения излучения, n_0 –

линейный показатель преломления, a характеризует его дисперсию, $n_2^{(0)}$ – коэффициент нелинейного показателя преломления в низкочастотном

пределе, c – скорость света, $g_3 = \frac{2n_2^{(0)}}{3c}$, $g_3^{(1)} = \frac{2\pi \chi_3^{(1)}}{cn_0 T_{21}}$, $g_3^{(2)} = \frac{2\pi \chi_3^{(2)}}{cn_0 \omega_{21}^2}$,

$$g_3^{(3)} = \frac{2\pi \chi_3^{(3)}}{cn_0 \omega_{21}^2}, \quad g_5 = \frac{n_0^2 - 1}{2n_0} \frac{\varphi}{\hbar \omega_{21} c T_{21}}, \quad \chi_3^{(1)} = 4 \frac{|\bar{p}_{12}|^2}{(\hbar \omega_{21})^2} N_1^0 \left(\frac{|\bar{p}_{23}|^2}{\hbar \omega_{32}} - 2 \frac{|\bar{p}_{12}|^2}{\hbar \omega_{21}} \right),$$

$$\chi_3^{(2)} = \frac{2|\bar{p}_{12}|^2}{(\hbar \omega_{21})^2} N_1^0 \left\{ \frac{10|\bar{p}_{12}|^2}{\omega_{21}} + \frac{|\bar{p}_{23}|^2}{\omega_{32}} \cdot \left[\left(8 - \frac{2\omega_{21}^3}{\omega_{31}^2 \omega_{32}} + \frac{4\omega_{21}^2}{\omega_{31}^2} + \frac{\omega_{21}}{\omega_{31}} + \frac{8\omega_{21}}{\omega_{32}} \right) \right] \right\},$$

$$\chi_3^{(3)} = \frac{2|\bar{p}_{12}|^2}{(\hbar \omega_{21})^2} N_1^0 \cdot \left\{ \frac{10|\bar{p}_{12}|^2}{\omega_{21}} + \frac{|\bar{p}_{23}|^2}{\omega_{31}} \times \left(-6 + \frac{\omega_{21}^2 - 3\omega_{31}^2}{\omega_{32}^2} - \frac{\omega_{21}}{\omega_{31}} \right) \right\}; \quad \varphi = \frac{e^2}{m_e} \frac{|\bar{p}_{23}|^2}{(\hbar \omega_{32})^2}, \quad e -$$

заряд, m_e – масса электрона, N_1^0 – населенность основного состояния в отсутствие поля; \bar{p}_{ij} и ω_{ij} – дипольные моменты и частоты переходов $i \rightarrow j$; T_{21} – время поперечной релаксации в паре энергетических состояний

(1, 2). Последнее слагаемое левой части уравнения (1) формально имеет пятый порядок по полю, но описывает кубичную по полю динамику мгновенной

поляризации, наложенную на процесс медленного изменения параметров среды – населенностей эффективных энергетических уровней.

В настоящей работе на основе анализа нормированного полевого уравнения (1) изучены условия доминирования

различных физических факторов, влияющих на динамику сильного поля ПКИ в

диэлектрических средах, в зависимости от интенсивности, длительности и спектрального состава излучения. Выводы проиллюстрированы численным моделированием ряда физических ситуаций для кварцевого стекла. Так, на рис. 1 представлены оценки

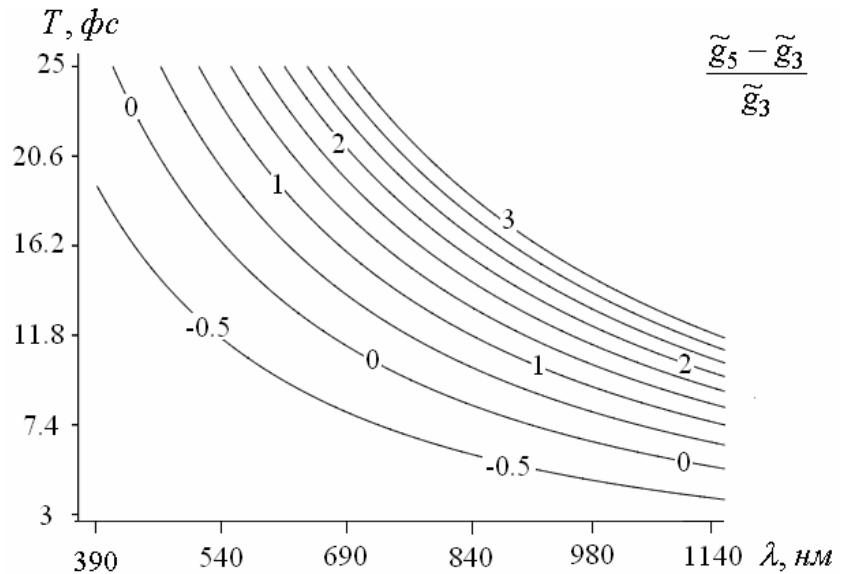


Рис. 1. Соотношение безынерционной и инерционной плазменной компонент нелинейности среды при интенсивности импульса $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$.

соотношения слагаемых нормированного уравнения (1), которые определяют вклад в самовоздействие безынерционной кубической части электронной нелинейности среды (\tilde{g}_3) и ее плазменной нелинейности (\tilde{g}_5).

Эти оценки получены для гауссового импульса с пиковой интенсивностью

$$I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$$

при разных его

длительностях и

центральной длине

волны. Из рисунка

видно, что влияние

плазменной

нелинейности возрастает

с увеличением

длительности импульса

T и увеличением

центральной длины

волны излучения λ . На

рис. 2 представлены

аналогичные оценки

для фиксированной

длительности

$$T = 40 \text{ фс}$$

и

переменной в пределах $10^{12} - 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ интенсивности импульса. Видно, что влияние плазменной нелинейности возрастает, причем, значительно, при возрастании интенсивности излучения.

Работа поддержана грантами РФФИ N 05-02-16556и и программы «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП.2.1.1.6877.

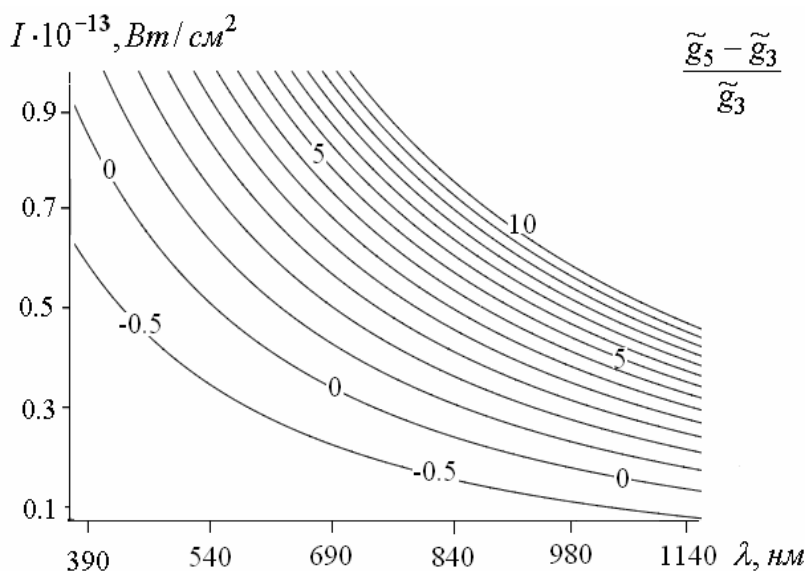


Рис. 2. Соотношение безынерционной и инерционной плазменной компонент нелинейности среды при длительности импульса $T = 40 \text{ фс}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Th. Brabec, F. Krausz // Rev. Mod. Phys. 2000. V. **72**. № 2. P. 545.
2. V.G. Bepalov, S.A. Kozlov, et al. // Phys. Rev. A. 2002. V. **66**. P. 0138111.
3. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. // Известия РАН. 2006. Т. **70**. № 1. С. 124.
4. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин "Физическая оптика" М.: Наука, 2004, 657 с.

ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИНТОВЫХ ФАЗОВЫХ
ДИСЛОКАЦИЙ В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

А.В. Алексеев, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков

Московский Государственный университет, физический факультет, кафедра
радиофизики

Пучки, обладающие винтовыми фазовыми дислокациями, иначе называемые оптическими вихрями, представляют интерес для современной оптики благодаря своим необычным свойствам [1]. При взаимодействии таких пучков координаты дислокаций меняются, могут возникать или взаимно уничтожаться пары противоположно закрученных оптических вихрей. Направление закручивания обозначается знаком топологического заряда дислокации. В работе [2] показано, что при взаимодействии двух несоосных дислокаций одинакового знака возникает либо одна, либо три дислокации в зависимости от расстояния между центрами, отношения начальных амплитуд и начального смещения фаз, а при взаимодействии двух дислокаций с противоположными знаками – либо две, либо четыре.

В настоящей работе прослеживается динамика взаимодействия несоосных оптических вихрей в гиротропной среде. На вход среды подаются две волны с различной поляризацией, комплексные амплитуды которых обозначим A_x и A_y . Однако внутри среды удобно прослеживать динамику двух волн циркулярной поляризации с амплитудами $A^\pm = A_x \pm A_y$, описываемую следующими уравнениями:

$$\frac{\partial A^\pm}{\partial z} + i D \Delta_\perp A^\pm = \mp i \gamma A^\pm, \quad (1)$$

где z - направление распространения, D - коэффициент дифракции, γ - коэффициент гиротропии. Обе волны циркулярной поляризации распространяются независимо друг от друга. На выходе из гиротропной среды вновь появляются две линейнополяризованные волны $A_x = (A^+ + A^-)/2$ и $A_y = (A^+ - A^-)/2$.

Рассмотрим взаимодействие двух несоосных оптических вихрей различной поляризации, подаваемых на вход в гиротропную среду. Не нарушая общности будем считать, что центры пучков смещены друг относительно друга по оси x . Начальные амплитуды пучков запишем в форме Лаггера-Гаусса:

$$A_x = E_x [x - x_0 + i y] \exp(-(x - x_0)^2 - y^2), \quad (2)$$

$$A_y = E_y [x + x_0 + i y] \exp(-(x + x_0)^2 - y^2 + i \varphi_0), \quad (3)$$

где x_0 - смещение центров пучков относительно начала координат, φ_0 - начальный сдвиг фаз.

В случае, когда влияние дифракции мало, уравнение (1) имеет следующее простое решение:

$$A_x = A_{x0} \cos \gamma z - iA_{y0} \sin \gamma z, \quad (4)$$

$$A_y = A_{y0} \cos \gamma z - iA_{x0} \sin \gamma z, \quad (5)$$

то есть благодаря гиротропному взаимодействию происходит взаимная перекачка энергии между двумя волнами. В результате положение дислокаций меняется, могут возникать пары новых дислокаций.

Траектории дислокаций найдем из условия равенства нулю комплексной амплитуды в центре. Из (4-5) следует, что на волнах различных поляризации происходит суперпозиция несоосных оптических вихрей, при этом коэффициент отношения амплитуд β и сдвиг фаз φ имеют следующий вид для A_x :

$$\beta = \frac{E_x}{E_y} |tg(\gamma z)|, \quad (6)$$

$$\varphi = \varphi_0 - sign [tg(\gamma z)] \frac{\pi}{2}. \quad (7)$$

Дислокации на пучке A_y ведут себя аналогично. Сдвиг фаз между пучками меняется скачками в точках $\gamma z = \frac{\pi}{2}$, а коэффициент отношения амплитуд меняется с пройденным расстоянием по тангенциальному закону. В работе [2] показано, что в зависимости от β , φ и x_0 может существовать один либо три оптических вихря. При этом координаты x и y дислокаций можно найти из следующих трансцендентных уравнений:

$$x ch(4xx_0 - \ln \beta) + x \cos \varphi = x_0 sh(4xx_0 - \ln \beta), \quad (8)$$

$$y = \frac{-\beta \sin \varphi (x + x_0)}{e^{4xx_0} + \beta \cos \varphi}. \quad (9)$$

Уравнение (1) также решалось численно для определения влияния дифракции на траектории дислокаций. При этом использовался метод расщепления и получившиеся уравнения решались методом прогонки. Для определения координат дислокаций использовалось свойство набега фаз при обходе вокруг нее, все точки расчетной области последовательно подвергались проверке. На рис. 1 представлены результаты численного

эксперимента. Видно, что дислокация вначале медленно смещается от первоначального положения $x = x_0$, $y = 0$. Затем, при некотором значении координаты z возникает пара других дислокаций. Одна из них быстро перемещается и аннигилирует с начальной, а вторая остается вблизи координат $x = -x_0$, $y = 0$. Это соответствует полной перекачке между волнами. Затем начинается обратный процесс и благодаря рождению и аннигиляции пар дислокаций пучок снова имеет одну дислокацию вблизи начального положения. Однако, благодаря дифракции, траектория дислокаций имеет несимметричный вид.

При отсутствии дифракции траектории дислокаций должны повторяться с периодом $L = \frac{\pi}{\gamma}$. За счет дифракции они начинают постепенно искажаться, ширина пучка увеличиваться, а амплитуда падать.

Аналогичная картина происходит при взаимодействии дислокаций, имеющих противоположные топологические заряды. При этом существуют либо две, либо четыре дислокации.

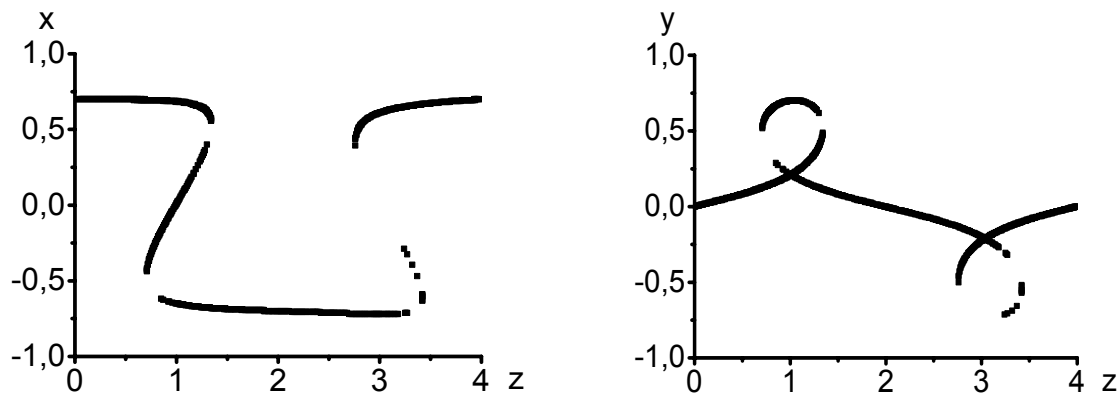


Рис. 1. Траектории дислокаций на пучке A_x . Коэффициент гиротропии $\gamma = 0.785$, коэффициент дифракции $D = 0.01$, смещение центров $x_0 = 0.7$, начальный сдвиг фаз $\varphi_0 = 0$.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov // Pure. Appl. Opt. 1998. V. 7. P. 301–311.
2. A.P. Sukhorukov, A.A. Kalinovich, G. Molina-Terriza, L. Torner // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 026611.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

О.В. Боровкова, Д.А. Чупраков, А.П. Сухоруков

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

Устойчивые оптические структуры в средах с различными коэффициентами нелинейности привлекают к себе повышенное внимание исследователей в области физики нелинейных волн. Известно, что при балансе между дифракцией (дисперсией) и нелинейностью в среде с квадратичной нелинейностью могут распространяться пространственные солитоны [1]. При помощи схожих механизмов можно создавать в среде оптические биволновые устойчивые периодические структуры с ненулевым фоном. В настоящей работе предлагается описание профилей нелинейных волновых решеток в среде с двухчастотным параметрическим взаимодействием с помощью тригонометрических функций. Выбор таких функций обусловлен тем, что они достаточно точно описывают амплитудный профиль структуры с ненулевым фоном и являются удобными для анализа.

В данной работе рассматривается система уравнений для медленно меняющихся нормированных амплитуд первой и второй гармоник $u(x,z)$ и $v(x,z)$, распространяющихся в квадратично-нелинейной среде.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - u + u * v = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \alpha v + \frac{1}{2} u^2 = 0 \quad (1b)$$

где $D_j = (2k_j)^{-1}$ – коэффициент дифракции; z, x – продольная и поперечная координаты соответственно; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – расстройка волновых векторов; γ – коэффициент нелинейности. Периодические огибающие находятся в виде следующих функций:

$$u = E_1 + \delta_1 \left| \cos(\pi x / \Lambda) \right|^v, \quad (2a)$$

$$v = E_2 + \delta_2 \left| \cos(\pi x / \Lambda) \right|^v, \quad (2b)$$

где E_j – амплитуда фона, δ_j – глубина периодической модуляции структуры, v – параметр, определяющий ширину элемента решетки, Λ –

пространственный период. Решения (2) должны удовлетворять граничным условиям $\partial u/\partial \xi(0) = \partial v/\partial \xi(0) = \partial u/\partial \xi(\Lambda/2) = \partial v/\partial \xi(\Lambda/2) = 0$.

Ранее в работе [2] была впервые изучена модуляционная неустойчивость (МН) параметрически связанных плоских волн. Пространственный период поперечной модуляции, при котором инкремент МН исчезает, соответствует периоду стационарной волновой структуры с малой глубиной амплитудной модуляции:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{8\pi^2}{\sqrt{\alpha^2 + 8\alpha} - \alpha}} \quad (3)$$

На рис. 1 показана зависимость периода решетки с контрастностью 10%, 50% и 90% в зависимости от фазовой расстройки. При этом минимальному периоду (3) соответствует график для структур с контрастностью 10%.

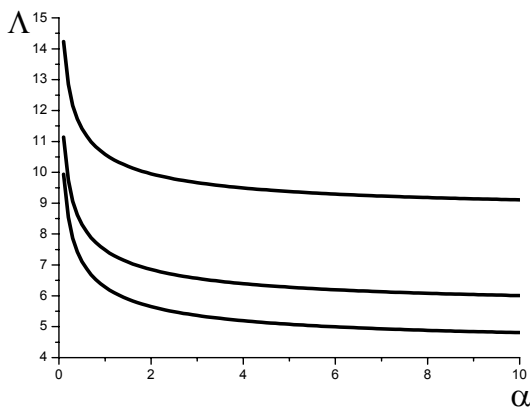


Рис. 1. График зависимости периода структур с различной контрастностью от параметра среды α .

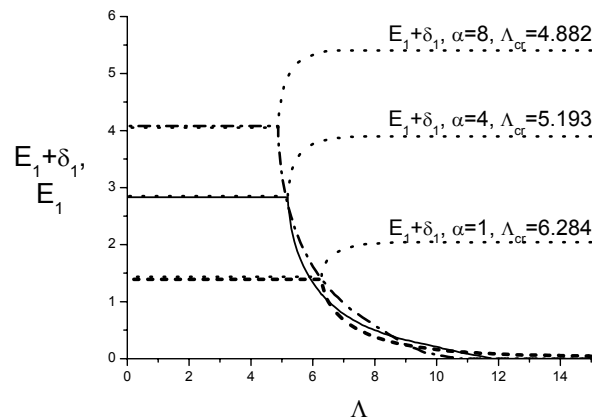


Рис. 2. График зависимости минимальной и максимальной амплитуд первой гармоники от пространственного периода структуры для различных значений нормированной расстройки волновых векторов в среде α .

На рис. 2 представлены графики зависимости параметров огибающей решетки E_1 , E_2 , δ_1 , δ_2 и ν от пространственного периода. С увеличением периода увеличивается контрастность структуры и вырождается в периодическую последовательность пространственных солитонов.

Далее проводилось численное моделирование динамики формирования одномерных оптических пространственных структур различной контрастности. Численные эксперименты с невозмущенным амплитудным профилем (2) выявили устойчивость исследуемых структур при распространении на несколько десятков дифракционных длин (рис. 3). Так как в любых оптических системах присутствие шума неизбежно,

следующие численные эксперименты проводились с наложением дополнительного амплитудного возмущения на входе в среду. Если период дополнительного шумового возмущения решетки больше ее собственного периода, то наблюдается МН таких структур с фоном. На рис. 3 показана пространственная динамика решетки с наложенным на входе возмущением, период которого в два раза больше, чем период самой структуры.

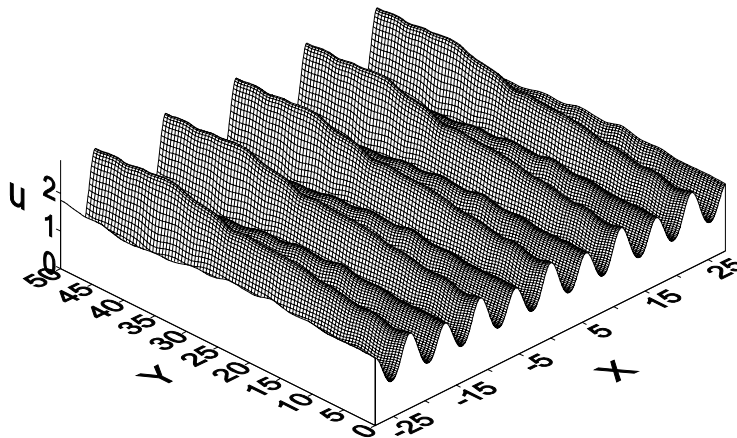


Рис. 3. Процесс увеличения амплитуды U_z узла периодической решетки за счет МН при воздействии низкочастотного возмущения.

Пользуясь аналогией МН плоских волн, разработанной в работе [2], из численных экспериментов определена зависимость эффективного инкремента МН для слабоконтрастных структур ($\delta_j < E_j$).

В экспериментах с высокочастотным амплитудным возмущением также было обнаружено неустойчивое распространение решетки. Однако, характер разрушения отличается от случая с низкочастотным шумом. Численно получен график зависимости расстояния, на котором происходит разрушение структур под воздействием высокочастотного возмущения в зависимости от периода накладываемого возмущения.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499. Авторы также благодарят за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Buryak, Y.V. Kivshar, and V.V. Steblina // Phys. Rev. A 1995. V. 52. P. 1670.
2. S. Trillo, P. Ferro // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 438.

ДВУХЧАСТОТНОЕ НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

И.В. Цуканова, А.П. Сухоруков

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

В настоящее время в области передачи информации требуются все более быстрые и эффективные устройства. Традиционные оптоэлектронные устройства не всегда могут справиться с поставленной задачей, так как обладают сравнительно малым быстродействием. Фотоника, изучающая различные способы управления светом при помощи света, напротив, находит здесь широкое применение. Высокая эффективность, быстродействие, компактность и отсутствие дополнительных приспособлений - являются неоспоримыми преимуществами устройств, работающих на принципе полностью оптического управления.

Существуют различные модели оптических переключателей [1,2], основанные на использовании уникальных свойств нелинейных сред. В данной работе в качестве такой среды рассматриваются фоторефрактивные кристаллы (ФРК) – материалы, крайне чувствительные к воздействию света. Выбор фоторефрактивной среды обусловлен именно ее высокой чувствительностью, так существование солитонных режимов в ФРК достигается уже при мощностях порядка микро и даже нановатт. Неоднородное облучение в такой среде приводит к появлению внутреннего поля пространственного заряда, что, в свою очередь, вызывает неоднородное изменение показателя преломления. К фоторефрактивным материалам относятся кристаллы LiNbO_3 , BaTiO_3 , KNbO_3 , $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), InP , GaAs и др.

В работе изучается процесс двухчастотного неколлинеарного взаимодействия двух пучков ниже порога возникновения солитонного режима. На кристалл падает сильный пучок накачки на частоте ω_1 и сигнальный пучок на частоте ω_2 . Сигнальный пучок входит в среду под малым углом θ к пучку накачки. Уравнения для комплексных амплитуд огибающих пучков A_j ($j=1,2$) имеют следующий вид в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} - iD_1 \Delta_{\perp} A_1 = \frac{-i\gamma_1 A_1}{1 + |A_1|^2 + |A_2|^2}, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} - iD_2 \Delta_{\perp} A_2 = \frac{-i\gamma_2 A_2}{1 + |A_1|^2 + |A_2|^2}, \quad (1)$$

где z - продольная координата, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ - лапласиан в поперечных координатах, $D_j = \frac{l_0}{2k_j a_j^2}$ - коэффициент дифракции, $\gamma_j = k_j n_0^2 r_{ef} l_0 E_{ext}$ - коэффициент нелинейности, k_j - волновой вектор в среде, l_0 - длина кристалла, r_{ef} - преобладающая компонента электрооптического тензора, E_{ext} - внешнее поперечное электростатическое поле.

Начальные условия искомой задачи в размерных переменных задаются в виде гауссового и супергауссового пучков для сигнала и накачки соответственно:

$$A_1 = E_{10} \exp\left[-\frac{x^6}{a_1^6} - \frac{y^6}{b_1^6}\right], \quad A_2 = E_{20} \exp\left[-\frac{(x-d_2)^2}{a_2^2} - \frac{y^2}{b_2^2}\right] \exp(ik_2 \theta x), \quad (2)$$

где a_j, b_j - начальные ширины пучков вдоль оси x и y соответственно, θ - угол наклона сигнального пучка, d_2 - смещение сигнального пучка по отношению к пучку накачки. Далее полагаем дифракцию слабой и амплитуду сигнала малой, то есть $D_j \ll 1$ и $|A_2| \ll |A_1|$. Тогда в области взаимодействия пучков профиль накачки можно считать неизменным вдоль координаты распространения z : $A_1 = A_{10}(x, y)$. С учетом сделанных предположений второе уравнение из (1) можно записать так:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{i}{2} \Delta_{\perp} A_2 = -ik_2 n_{nl}(x, y) A_2, \quad n_{nl} = \gamma_2 |A_1|^2 (1 + |A_1|^2)^{-1}. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает распространение сигнального пучка в среде с индуцированной пучком накачки неоднородностью показателя преломления. По аналогии со случаем параметрической рефракции в квадратично-нелинейной среде [2] можно в приближении геометрической оптики записать следующее уравнение для траектории луча в ФРК:

$$\frac{dx}{dz} = \pm \sqrt{2n_{nl}(x, z) - 2n_{nl}(x_0, z) - \theta^2}. \quad (4)$$

В точке поворота траектория параллельна оси z , т.е. $\frac{dx}{dz} = 0$. Так как сигнальный пучок вначале распространяется вдали от накачки, $d_2 \gg a_1$, то можно считать $n_{nl}(x_0, z) \approx 0$. Получаем выражение для критического угла:

$$\theta_{cr} = \sqrt{\frac{2\gamma_2}{k_2} \left[\frac{|E_{1\max}|^2}{1 + |E_{1\max}|^2} \right]}. \quad (5)$$

На рисунках 1 и 2 представлены зависимости: индуцированного показателя преломления от поперечной координаты x и критического угла отражения от максимальной напряженности поля накачки соответственно.

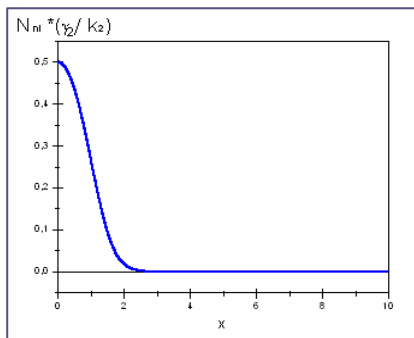


Рис.1. Индуцированный показатель преломления $n_{ni}(x, z = const)$

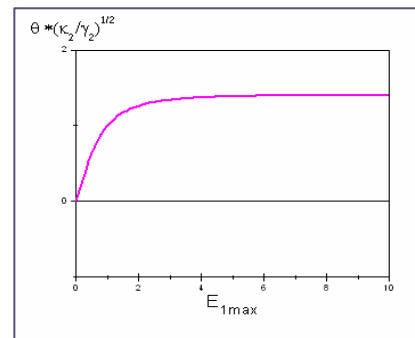


Рис.2. Зависимость критического угла отражения от поля накачки

Сигналы с углом наклона больше критического не отражаются от пучка накачки. Если значения параметров задачи составляют $r_{ef} = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ см/В}$, $E_{ext} = 5 \text{ кВ/см}$, $\lambda_2 = 500 \text{ нм}$, $a_2 = 100 \text{ мкм}$, (кристалл SBN, $\gamma_2 = 247,5$) и $E_{1max} = 1$, то рассчитанное по формуле (5) значение критического угла составляет $\theta_{cr} = 2,87 \cdot 10^{-3}$, а отношение критического угла отражения к дифракционному углу составляет $\theta_{cr} / \theta_d = 8,7$. В работе проведено численное моделирование динамики рефракции и отражения сигнального пучка, подтверждающее аналитические расчеты (4-5). При начальном угле наклона сигнального пучка $\theta / \theta_d = 8$, т.е. вблизи критического угла, наблюдалось полное отражение сигнала от пучка накачки.

Таким образом, рассмотрено явление отражения сигнального пучка от пучка накачки при неколлинеарном взаимодействии в фоторефрактивной среде. Развита теория отражения в приближении геометрической оптики и найден критический угол параметрического отражения. Численное моделирование подтвердило данные аналитических расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Xiaona, L. Liren, W. Feng // J. Opt. 1998. No 29. P. 1.
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Известия РАН, серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.

ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В ПЛОТНЫХ
МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ

О.Х.Хасанов¹, Д.В.Горбач², Т.В.Смирнова¹,
О.М.Федотова¹, А.А.Афанасьев³, Е.К.Макаров⁴

¹ИФТТП НАНБ, П.Бровки 17, Минск 220072, Беларусь

²БГУ Минск 220050, Беларусь

³ВАК Беларуси, Пр-т Ф.Скорины 70, Минск 220072, Беларусь

⁴ИМ НАНБ Минск 220072, Беларусь

Как известно, эффективность взаимодействия плотного ансамбля резонансных атомов с когерентным излучением обеспечивается локальным полем, обусловленным ближним диполь-дипольным взаимодействием (БДДВ). В нелинейном режиме локальное поле приводит к новым явлениям, интересным как с научной, так и с практической точки зрения. Среди них - сверхбыстрое оптическое переключение, безынверсное усиление, внутренняя оптическая бистабильность, формирование когерентных и некогерентных солитонов самоиндуцированной прозрачности [1]. БДДВ играет важную роль в атомной оптике, Бозе-Эйнштейновской конденсации.

В настоящей статье исследуется динамика формирования солитонов в нелинейной оптически плотной среде. В качестве среды рассматривается двухпримесный кристалл, матрица которого проявляет керровскую нелинейность. Примесные атомы предполагаются двухуровневыми, резонансная частота которых смещена относительно несущей частоты лазерного импульса. Считаем также, что плотность примесных атомов достаточно высока, так что целесообразно учитывать БДДВ. Отметим, что в двухпримесных кристаллах процесс лазерного охлаждения проходит эффективнее, дополнительное легирование позволяет усилить фоторефрактивный отклик. Более того, в многокомпонентных средах проявление локального поля часто приводит к новым эффектам, например, таким как процесс кооперативного затухания и обмен когерентностью [2]. В случае внутренней оптической бистабильности в двухкомпонентной среде этот эффект обнаруживается на синем крыле одной из компонент в отличие от однокомпонентной резонансной среды [3].

Рассмотрим распространение ультракороткого импульса света (УКИ) в описанной выше среде. Моделирование процесса основано на решении обобщенной системы уравнений Блоха-Максвелла, которая после использования методики обезразмеривания [1] имеет вид:

$$\dot{p}_i = iE_k n_i + i(b_i n_i + \delta_i) p_i + i\kappa_{ij} b_j n_i \gamma_{2j} p_j - p_i \gamma_{2i}; \quad (1)$$

$$\dot{n}_i = 2i(E_k^* p_i - p_i^* E_k) + 2i\kappa_{ij} b_j (p_j^* p_i - p_i^* p_j) \gamma_{2j} + \gamma_{1i} (1 - n_i) + \Gamma_i (1 - n_i)^2; \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial E}{\partial t} - i \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + i \beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = i(p_1 + \alpha p_2) + i\chi |E|^2 E; \quad (3)$$

$i=1, 2$. Здесь $E_k = E \left(1 + \chi_3 |E|^2 \right)$, $\chi = \chi_3 \frac{9}{8} \frac{\omega}{n_i^2 \omega_p}$, β_2 -параметр дисперсии

групповой скорости, χ_3 - кубическая восприимчивость, b_i - константа ДДВ, δ_i -отстройка от резонанса, γ_{2i}, γ_{1i} - скорости поперечной и продольной релаксации, Γ_i - скорость апконверсии, $\alpha = (\mu_2 N_2) / (\mu_1 N_1)$, $\omega_p^2 = (2\pi k \mu_1^2 N_1) / (\hbar n_i^2 \beta_1)$, μ_i и N_i - дипольный момент перехода и концентрация i -го сорта атомов. Из (1), (2) следует, что вклад в локальное поле, действующее на выделенный атом, обусловлен как нерезонансной поляризацией, связанной с керровской нелинейностью среды, так и резонансной поляризацией двух атомных подсистем. Волновое уравнение (3) записано в наиболее общем случае с учетом дифракционного и дисперсионного членов. Однако в дальнейшем будем пренебрегать влиянием дифракции, полагая, что дифракционная длина намного превышает продольный размер образца.

Как показывает анализ, при длительности импульса $\tau_p \ll \gamma_{2i}^{-1}, \gamma_{1i}^{-1}, \Gamma_i$ система уравнений (1-3) имеет следующие законы сохранения:

$$4|p_i|^2 + n_i^2 = const, \quad (4)$$

$$n_1 + \alpha n_2 = (1 + \alpha) - \gamma(2A^2 + \sigma A^4) - 4\beta_2 A^2 \dot{\psi} - 2\beta_2 \sigma A^4 \dot{\psi} - 2\beta_2 \sigma \int A^4 \dot{\psi} d\tau \quad (5)$$

Здесь A - амплитуда поля, ψ - фаза. Отметим, что второй закон сохранения получается при определенных соотношениях между вкладами двух резонансных атомных подсистем в наведенную поляризацию.

Из системы уравнений (1-3), используя законы сохранения, можно получить уравнения для фазы и амплитуды:

$$\dot{\psi} = \left(1 + cA^2 + \frac{c\sigma}{3} A^4 \right)^{-1} \left[c_1 - c_2 A^2 - c_3 A^4 + c_4 A^6 + c_5 A^8 + \frac{\beta_2}{\gamma} \left(\frac{\ddot{A}}{A} - \frac{\dot{A}^2}{A^2} \right) \right] \quad (6)$$

$$\dot{A} = \sqrt{a_1 A^2 + \frac{a_2}{2\gamma} A^4 + \frac{a_3}{3\gamma} A^6 + \frac{a_4}{4\gamma} A^8} \quad (7)$$

где коэффициенты c_i, a_k выражаются через параметры $\beta_2, b_i, \delta_i, \chi_3, \alpha$, причем $a_1 > 0, a_2 < 0, a_3 < 0$. Как видно из уравнения (6), фазовая модуляция проявляет существенно нелинейный характер. При $|a_4| \ll |a_3|, |a_2|$ уравнение (7) имеет решение:

$$A(\tau) = \frac{2\sqrt{q}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + 16rq} \cosh(2\sqrt{\eta q \tau})}}, \quad (8)$$

где $\eta = a_2/\gamma$, $q = a_1\gamma/|a_2|$, $r = (|a_3/\gamma|)/(3|a_2|)$. Следует отметить, что в то время как огибающая солитона определяется всеми входящими в уравнение параметрами, его скорость зависит от параметров только резонансных подсистем. Как показывает анализ, в условиях сильной керровской нелинейности и дисперсии групповой скорости коэффициент при восьмой степени амплитуды поля может быть достаточно велик. Анализируется существование солитонных решений в этом случае.

При некогерентном взаимодействии света с веществом [1], по крайней мере, может быть реализован квазисолитонный режим распространения. Обсуждаются отличительные особенности условий формирования некогерентных солитонов в зависимости от величины и знака отстройки несущей частоты импульса света от резонанса. При положительной отстройке необходимым условием является насыщение поглощения. В отличие от когерентного, у некогерентного солитона площадь может значительно отличаться от 2π и скорость v является функцией длительности импульса, составляющей скорости дефазировки ε , зависящей от его интенсивности; величины отстройки его несущей частоты от резонанса, и константы диполь-дипольной связи:

$$v^{-1} - 1 = \tau_p / (\gamma_2 + 0.5\varepsilon) |\lambda|^2, \quad (9)$$

где $|\lambda|^2 = (\gamma_2 + 0.5\varepsilon)^2 + (\delta + \omega_L)^2$. В кубическом приближении при $\delta < 0$ форма некогерентного солитона совпадает с гиперболическим секансом.

Таким образом, в оптически плотных многокомпонентных средах при определенных соотношениях между концентрациями примесей и их дипольными моментами переходов возможны солитонные режимы распространения УКИ. Отметим, что в частных случаях результаты совпадают с выводами работ [1, 4].

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Afanas'ev, R.A. Vlasov, O.K. Khasanov, T.V. Smirnova, O.M. Fedotova // JOSA B. 2002. V. 19. Iss. 4. P. 911.
2. M.E.Crenshaw, K.U.Sullivan, C.M.Bowden // Opt. Expr. 1997. V.1. No. 6. P. 152.
3. А.А. Афанасьев, М.В. Войтикова, В.М. Волков, А.И. Мартинович // ЖПС. 2001. Т. 68. N 4. С. 446.
4. О.Х. Хасанов, Д.В. Горбач, С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова // Изв. РАН Сер.физ. 2006. Т. 70. № 4. С. 545.

НЕВЫРОЖДЕННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО

О. Ормачеа, О.Г. Романов, А.Л. Толстик

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Исследования формирования и взаимодействия световых пучков в распределенных нелинейных системах, например, в нелинейном интерферометре Фабри-Перо, имеют как фундаментальное, так и прикладное значение в связи с разработкой новых оптических переключающих устройств, высокоскоростных систем обработки информации, устройств оптической памяти и т.д. [1].

Эффективность процессов многоволнового взаимодействия в нелинейном интерферометре связана с записью динамических решеток в объеме нелинейной среды и дифракцией световых волн на них при реализации условий брэгговского режима отражения [2]. Для практической реализации данных режимов взаимодействия необходимо, прежде всего, выбрать подходящую нелинейную среду и определить спектроскопические условия, при которых будет иметь место эффективная модуляция таких параметров, как показатель преломления и коэффициент поглощения. Как показали предыдущие исследования [3], наиболее эффективно преимущества оптического резонатора могут быть использованы в схеме частотного преобразования изображений при реализации невырожденного четырехволнового взаимодействия.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию эффективности процессов невырожденного четырехволнового взаимодействия в интерферометре Фабри-Перо, в котором в качестве нелинейной среды используются растворы сложных органических соединений (красители).

Экспериментальная установка для реализации частотно невырожденного четырехволнового взаимодействия в нелинейном интерферометре представлена на рис. 1. Исследование эффективности взаимодействия проведено с использованием этанольного раствора полиметинового красителя 3274U и излучения основной ($\lambda=1064$ нм) и второй ($\lambda=532$ нм) гармоник лазера на иттрий-алюминиевом гранате 1 ($t_{umr}=15$ нс). Излучение основной гармоники генерации лазера попадает в полосу поглощения красителя, в то время как излучение с длиной волны $\lambda=532$ нм практически не поглощается молекулами красителя. Выбрана схема дифракции лазерного излучения в брэгговском режиме при попутном распространении сигнальной и опорной волн. Зеркала 3, 7 и 8 формировали сигнальную E_s и опорную E_1 волны. Угол $\gamma \approx 90$ мрад между направлением распространения опорного и сигнального пучков обеспечивал перекрытие взаимодействующих волн по всей длине кюветы.

С помощью зеркала 4 считывающая волна E_2 направлялась в нелинейную среду 7. Для измерения энергетической эффективности четырехволнового взаимодействия использовалась регистрирующая система 5, 11. Светофильтры 6, 10 использовались для управления мощностью лазерного излучения.

Были проведены две серии экспериментов: с использованием тонкой (500 мкм) кюветы и соответствующей толщины интерферометра Фабри-Перо, сформированного зеркалами с отражающей способностью $R_1 = R_2 = 69\%$. Оптическая толщина слоя красителя 3274U в обоих случаях составляла $k_0L=1$. Отметим, что интерферометр был реализован для излучения с длиной волны $\lambda=532$ нм, в то время как волны основной гармоники (сигнальная E_S и опорная E_1) проходили через нелинейную среду, не отражаясь на зеркалах резонатора. Таким образом, была реализована концепция многократного считывания динамической решетки, что, в конечном итоге, должно было привести к увеличению доли энергии считывающей волны E_2 , которая преобразуется в дифрагированную волну.

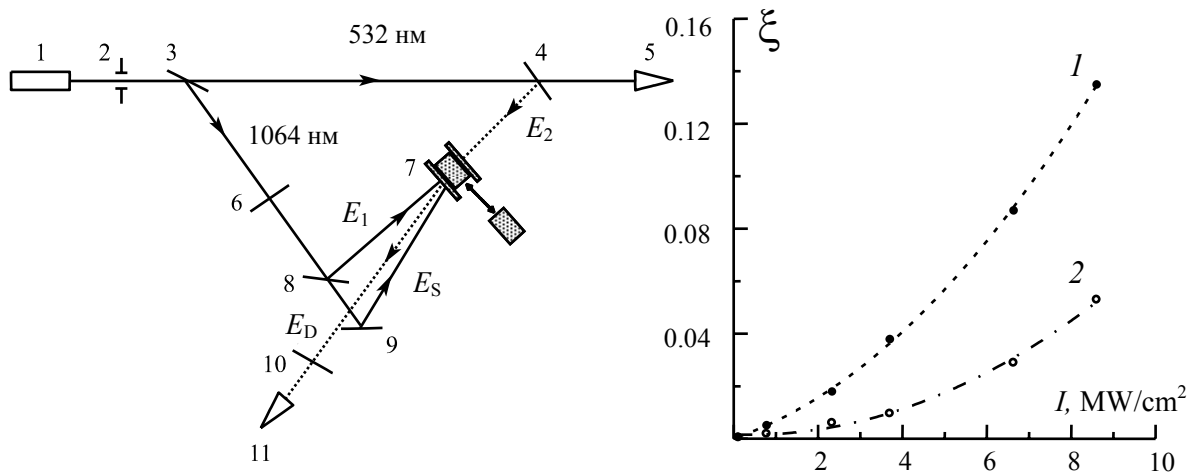


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования невырожденного четырехволнового взаимодействия.

Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности от интенсивности записываемых динамические решетки волн. (1) – внутрирезонаторное четырехволновое взаимодействие, (2) – безрезонаторное четырехволновое взаимодействие.

Основной задачей экспериментального исследования являлось сравнение дифракционной эффективности динамических решеток при реализации невырожденного четырехволнового взаимодействия в безрезонаторной схеме и внутрирезонаторного взаимодействия в интерферометре Фабри-Перо. В проведенном исследовании установлена принципиальная возможность увеличения дифракционной эффективности динамических дифракционных решеток при использовании схемы внутрирезонаторного четырехволнового взаимодействия. На рис. 2 представлены зависимости дифракционной эффективности $\xi = I_D / I_2$ от интенсивности записывающих динамические решетки волн E_s и E_1 для обоих типов взаимодействия. Дифракционная эффективность достигает десятка процентов, что в значительной степени объясняется отсутствием поглощения считывающей волны на длине волны $\lambda = 532$ нм. Видно, что заметное (в три раза) увеличение дифракционной эффективности в случае внутрирезонаторного четырехволнового взаимодействия имеет место при увеличении интенсивности записывающих голограмму волн.

Теоретическая модель невырожденного четырехволнового взаимодействия основывается на системе связанных волновых уравнений для комплексных амплитуд световых полей в условиях, когда запись динамических решеток производится волнами E_s и E_1 на резонансной частоте поглощения раствора красителя, а считывание имеет место на удвоенной частоте [4]. В данном случае формирование волны E_D определяется дифракцией считывающей волны E_2 на тепловых динамических решетках. Учет влияния резонаторной обратной связи для волн E_2 и E_D производится с помощью процедуры многократного обхода резонатора. Поле дифрагированной волны вычисляется как результат многолучевой интерференции волн, дифрагировавших на динамической решетке при прохождении нелинейного слоя резонатора. В результате численного моделирования системы связанных волновых уравнений подтверждена эффективность использования внутрирезонаторного взаимодействия волн для частотного преобразования световых полей и определены оптимальные режимы невырожденного четырехволнового взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Розанов «Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах» М.: Наука, 1997.
2. А.Л. Толстик «Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений» Минск, 2002.
3. J. L. Arce Diego, D. Pereda-Cubian, F. Fanjul-Velez, O.G. Romanov, A.L. Tolstik, O. Ormachea // Proceedings of SPIE. 2006. V.6103.
4. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea // Optics Communications. 2000. V.181. P.183.

ОТРАЖЕНИЕ ФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКОВ ОТ ОПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

А.К. Сухорукова¹, А.П. Сухоруков²

¹МГГА

²МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время открылись новые возможности применения трехчастотных векторных взаимодействий для полностью оптического переключения волновых пучков через механизм параметрического отражения [1-3]. Для его реализации в квадратично-нелинейную среду надо подать мощный пучок накачки и наклонную сигнальную волну. При их пересечении генерируется холостая волна на суммарной (разностной) частоте. При выполнении фазового синхронизма энергия сигнальной волны может почти полностью перейти к холостой волне, которая выходит из пучка накачки под другим углом. В этом случае переключение направления распространения сопровождается изменением частоты.

Мы рассматриваем менее тривиальный механизм параметрического отражения при введении большой расстройки волновых векторов. Суть эффекта заключается в том, что наклонный сигнальный пучок возбуждает суммарную волну, которая через каскадный механизм делает среду оптически неоднородной на сигнальной частоте. Индуцированная неоднородность повторяет профиль интенсивности накачки в нелинейной среде. Очевидно, в результате несинхронного взаимодействия отраженная волна сохраняет частоту падающего сигнала.

Сигнальная волна, проходя через индуцированную неоднородность, испытывает рефракцию; траектория распространения пучка искривляется и происходит отражение. Данный эффект можно трактовать как отражение от параметрического зеркала. Так как оно имеет выпуклую форму, то после

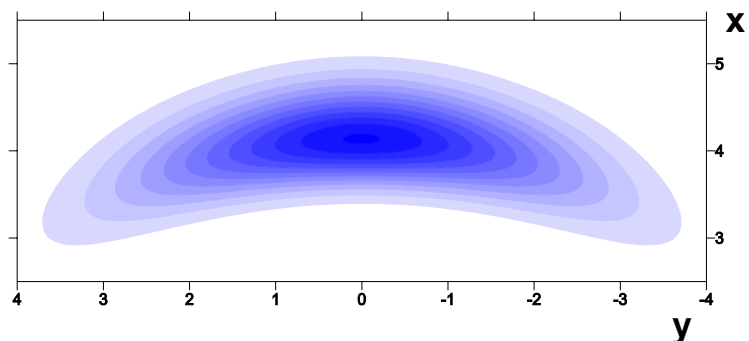


Рис. 1. Сечение отраженного сигнального пучка без начальной фокусировки. отражения двумерный коллимированный пучок становится расходящимся в перпендикулярной плоскости и приобретает характерную серповидную

форму (рис. 1). Причем, при дальнейшем распространении «серп» у профиля

пучка расширяется, его размеры увеличиваются. Расходимость можно уменьшить, используя широкие пучка накачки или предварительно фокусируя сигнальную волну оптической линзой. Именно последний из названных случаев мы исследуем в данной работе.

Итак, пусть оси пучков лежат в плоскости (OX). Параметрическое зеркало обладает кривизной вдоль оси Y. Радиус кривизны примерно равен радиусу пучка накачки. Поэтому сигнальный пучок целесообразно фокусировать цилиндрической линзой в плоскости (OY) (рис. 2).

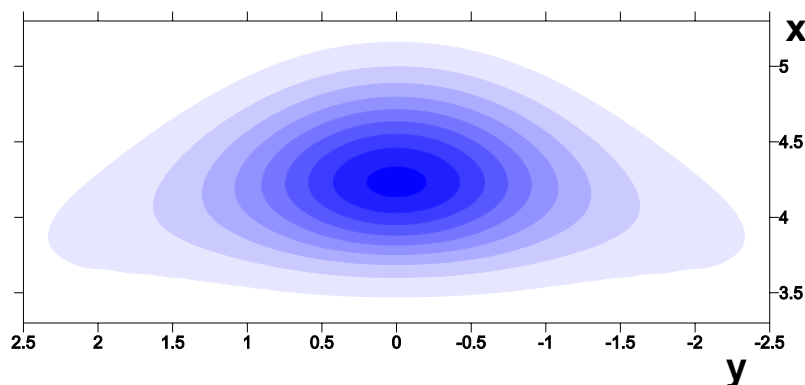


Рис. 2. Сечение отраженного сигнального пучка с начальной фокусировкой.

Причем, оптимальным является фокусное расстояние, примерно равное расстоянию от входа в среду до точки пересечения пучков сигнала и накачки. На рис. 2 видно, что сечение отраженного пучка не только остается овальным в отличие от серповидной формы, но и ширина его становится меньше, чем без начальной фокусировки (ср. рис. 1 и рис. 2). Эффект параметрического зеркала изучался нами как для гауссова, так и для бесселева пучка накачки. В обоих случаях фокусировка дает положительный результат: расходимость отраженной волны уменьшается.

Интересные эффекты возникают при падении двух сигнальных пучков на пучок накачки с противоположных сторон. При параметрическом взаимодействии коллимированных пучков одинаковой ширины образуется своеобразное кольцо, составленное из двух отраженных серповидных пучков (рис 3). На кольце образуется четкая интерференционная картина из темных и светлых полосок. Радиус кольца увеличивается с ростом пройденного расстояния вследствие начального наклона сигнальных пучков. При уменьшении ширины отраженные пучки не смыкаются в кольцо и их интерференция существенно ослабевает. У пучков с большей начальной

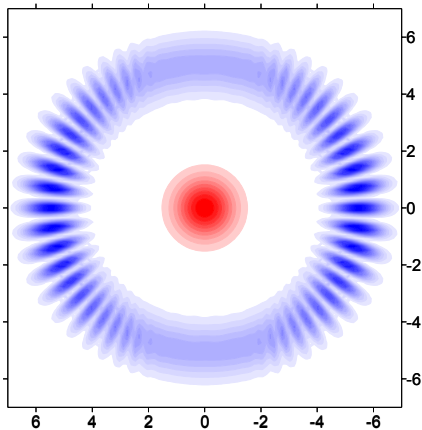


Рис. 3. Профили пучка накачки (красный цвет) и отраженной сигнальной волны (синяя окраска) при отсутствии ее начальной фокусировки.

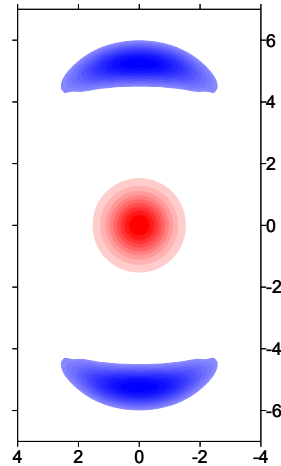


Рис. 4. Профили пучка накачки и отраженной сигнальной волны, сфокусированной на входе в нелинейную среду.

шириной значительная часть энергии проходит мимо параметрического зеркала, роль которого выполняет пучок накачки.

Если сигнальные пучки первоначально сфокусировать на пучок накачки, то интерференционная картина пропадает, так как в этом случае отсутствует перекрытие отраженных волн (рис. 4). После взаимодействия с накачкой они распространяются независимо друг от друга.

Таким образом, в работе с помощью численного моделирования показана еще одна сторона векторного параметрического взаимодействия наклонных сигнальных волновых пучков с мощным пучком волны накачки. При обтекании пучка накачки двумя сигнальными волнами наблюдается необычная интерференция отраженных волн. Предварительная фокусировка уменьшает расходимость отраженных волн и сохраняет овальную форму их поперечных сечений.

Работа выполнена при поддержке грантами НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, УР.01.02.499.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Pertsch, U. Peschel, and F. Lederer // Opt. Lett., 2003. V. 28, No. 2. P. 102-104.
2. А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, сер. физич. 2004. Т. 68. № 12. С. 1720.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.

ПОТОКИ ЭНЕРГИИ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЯХ

В.В. Янгирова, А.П. Сухоруков

Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова

Мы рассматриваем свойства одного из видов фазовых дислокаций – перепутанных пространственно-временных вихреков. В работе [1] дано описание этого вида вихреков, по аналогии с чисто пространственными дислокациями [2, 3] предложены методы их генерации и регистрации.

В настоящей работе изучается поведение траекторий потоков энергии в окрестности центра дислокации. Исходное уравнение для медленно меняющейся амплитуды A имеет вид:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + iD_x \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + iD_\xi \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} = 0, \quad (1)$$

где $\xi = z - ut$ – бегущая, x и z – поперечная и продольная координаты соответственно, u – групповая скорость, $D_x = \omega/(2k^2)$ – коэффициент поперечной дифракции, k – волновое число, $D_\xi = 0.5u \partial u / \partial \omega$ – коэффициент дисперсии групповой скорости.

Поле гауссова импульсного пучка, несущего пространственно-временной вихрек, запишется как

$$A(x, \xi) = \frac{E}{(\psi_a \psi_l)^{1/2}} \left(\frac{x}{a\psi_a(t)} + i \frac{\xi}{l\psi_l(t)} \right) \exp \left(-\frac{x^2}{a^2 \psi_a(t)} - \frac{\xi^2}{l^2 \psi_l(t)} \right). \quad (2)$$

Здесь изменения амплитудного и фазового профилей из-за дифракции и дисперсионного расплывания описываются комплексными функциями $\psi_a = 1 - it/T_{dif}$ и $\psi_l = 1 - it/T_{dis}$.

Полагая в (1) $A = |A| \exp(i\varphi)$, запишем аналог уравнения переноса для интенсивности:

$$\frac{\partial |A|^2}{\partial t} + 2D_x \frac{\partial}{\partial x} \left(|A|^2 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + 2D_\xi \frac{\partial}{\partial \xi} \left(|A|^2 \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (3)$$

Далее, получим выражения, описывающие траектории, вдоль которых распространяется энергия. Для этого из (3) найдем уравнения характеристик:

$$\frac{dt}{1} = \frac{dx}{2D_x \partial \varphi / \partial x} = \frac{d\xi}{2D_\xi \partial \varphi / \partial \xi} = \frac{d|A|^2}{2D_x \partial^2 \varphi / \partial x^2 + 2D_\xi \partial^2 \varphi / \partial \xi^2}. \quad (4)$$

Рассмотрим случай одинакового влияния дифракционного и дисперсионного эффектов ($f_x = f_\xi = f$, $T_{dif} = T_{dis} = T_d$). Определим фазу перепутанного пространственно-

временного вортекса как $\varphi = \text{arctg} \frac{t}{T_d} + \text{arctg} \frac{\xi}{x} + k \frac{r^2 f'}{2f}$, где $f = \sqrt{1 + t^2/T_d^2}$.

Получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \frac{x f'}{f} + 2D_x \frac{\xi}{x^2 + \xi^2} \\ \frac{d\xi}{dt} = \frac{y f'}{f} - 2D_\xi \frac{x}{x^2 + \xi^2} \end{cases}, \quad (5)$$

которая имеет решения

$$\begin{aligned} x^2 + \xi^2 &= r_0^2 \left(1 + \frac{t^2}{T_d^2} \right) \\ x &= r_0 \sin \left(\frac{a^2}{2r_0^2} \text{arctg} \frac{t}{T_d} \right) \sqrt{1 + \frac{t^2}{T_d^2}} \\ \xi &= r_0 \cos \left(\frac{a^2}{2r_0^2} \text{arctg} \frac{t}{T_d} \right) \sqrt{1 + \frac{t^2}{T_d^2}} \end{aligned} \quad (6)$$

Выражения (6) описывают траектории, вдоль которых эволюционируют потоки энергии. Здесь r_0 - постоянная, определяемая начальными условиями системы (5), т. е. расстояние от точки, из которой берет начало траектория, до оси дислокации.

Рассмотрим для начала случай равенства групповой скорости нулю ($u = 0$). На рис. 1 показаны траектории для разных начальных условий системы (5): $r_{01} = 0.1$, $r_{02} = 0.2$, $r_{03} = 0.5$. Из рис. 1 видно, что траектории, начало которых расположено ближе к оси дислокации (черный и красный), совершают больше оборотов вокруг центра дислокации по сравнению с траекториями, удаленными от него (синий).

При различных влияниях дифракционных и дисперсионных эффектов ($D_x \neq D_\xi$) траектории были получены численно. Так, на рис. 2 показаны траектории потоков энергии при одинаковых коэффициентах дифракции и дисперсии (черный) и при их отношении $D_\xi/D_x = 5$ (красный). Из рис. 2 видно, что при одних и тех же начальных условиях ($r_0 = 0.1$) траектории потоков энергии совершают разное количество оборотов вокруг оси дислокации при изменении отношения коэффициентов дифракции и дисперсии.

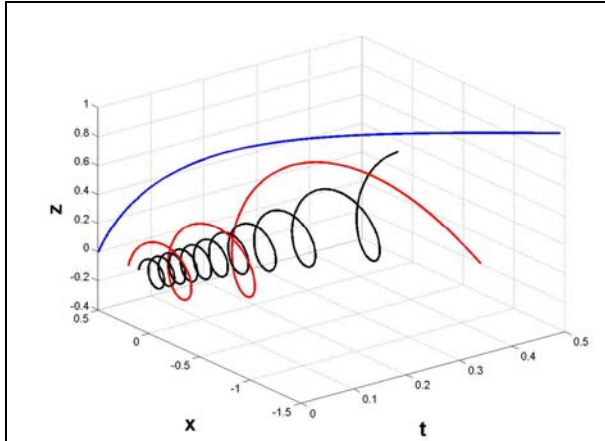


Рис. 1. Траектории потоков энергии при различных начальных параметрах: $r_{01} = 0.1$ (черный), $r_{02} = 0.2$ (красный), $r_{03} = 0.5$ (синий); $l_d = 0.15$, $a = 1$, $u = 0$.

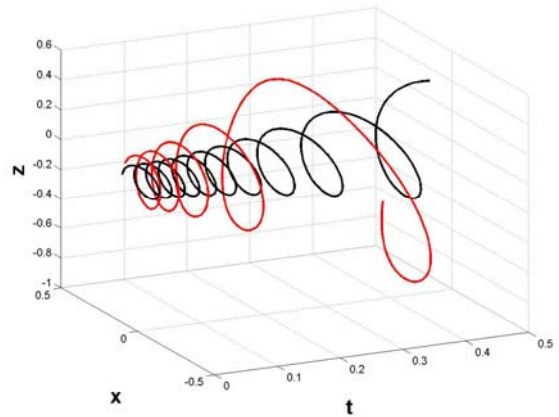


Рис. 2. Траектории потоков энергии при начальном параметре $r_0 = 0.1$, $a = 1$, $u = 0$, $l_1 = l_2 = 0.15$ (черный) и $l_1 = 0.15$, $l_2 = 0.03$ (красный).

При ненулевом значении групповой скорости траектория, вдоль которой распространяется поток энергии, имеет вид, показанный на рис 3.

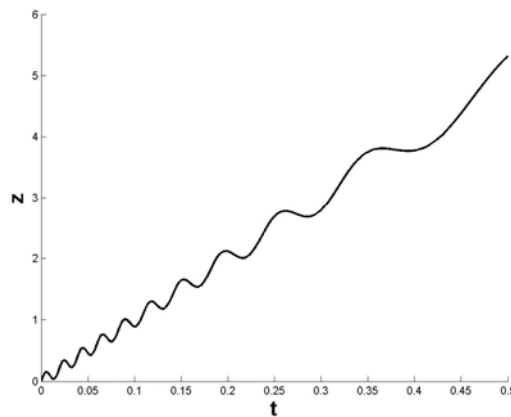


Рис. 3. Траектория распространения энергии при $u = 10$, $l_d = 0.15$, $a = 1$, $r_0 = 0.1$.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499. Янгирова В.В. также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. A.P. Sukhorukov, V.V. Yangirova // Proceedings of SPIE. 2005. V. 5949. P. 594906-1.
2. J.F. Nye, M.V. Berry // Proc. R. Soc. London Ser. A. 1974. V. 336. P. 165.
A.S. Desyatnikov, Yu.S. Kivshar, L. Torner // Progress in Optics. 2005. V. 47. P. 280.

НЕЛИНЕЙНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В BaF_2

В.М. Гордиенко, П.М. Михеев, В.С. Сырцов

Физический факультет и МЛЦ МГУ им. М.В. Ломоносова

В работе рассматривается процесс генерации кросс-поляризованного излучения (КПИ) без изменения длины волны по схеме нелинейного четырёхволнового взаимодействия вида $\omega = \omega + \omega - \omega$ на кубической нелинейности $\chi^{(3)}$ [i-iii].

В экспериментах использовалось излучение второй гармоники фемтосекундного лазера на хром-форстерите (длина волны 0,62 мкм) длительностью порядка 100 фс. Сфокусированное линзой ($F = 25$ см) излучение направлялось на кристалл BaF_2 толщиной 2 мм, который был вырезан по осям, так что излучение распространялось вдоль оси Oz. Преимущество использования кристалла BaF_2 состоит в том, что показатель преломления в нём не зависит от поляризации падающего излучения и, соответственно, условия фазового синхронизма для рассматриваемого процесса всегда выполняются. Кристалл мог вращаться вокруг оси Oz. Поляризаторы скрещивались с тем, чтобы в отсутствие кристалла излучение на выходе отсутствовало. После помещения между ними кристалла, проводились измерения зависимости эффективности преобразования при постоянной энергии падающего импульса от угла поворота кристалла β и зависимости эффективности генерации ортогональной компоненты от энергии падающего импульса.

Известно, что при распространении излучения вдоль оси Oz максимальное значение эффективности генерации ортогональной компоненты η_{\max} должно наблюдаться при угле между поляризацией падающего линейно поляризованного излучения и осью Ox, равном $\beta = 22,5^\circ$ [i,ii]. В этом случае значение $\eta_{\max} = 4[\sigma/(4-\sigma)]^2$, где σ - параметр анизотропии. Отсюда следует, что η_{\max} является характеристикой материала и длины волны и не зависит интенсивности лазерного излучения. В экспериментах при измерении зависимости эффективности от энергии падающего импульса, кристалл выставлялся в направлении по углу $\beta = 22,5^\circ$. Тогда зависимость эффективности генерации ортогональной компоненты от интенсивности имеет вид $\eta(I) = 4[\sigma/(4-\sigma)]^2 \cdot \sin^2[\gamma_{\parallel} I \cdot L / c n \epsilon_0]$, где I – интенсивность, L – длина кристалла, γ_{\parallel} - коэффициент нелинейной связи, c - скорость света в вакууме, $n = 1,5$ – показатель преломления, ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Нами измерена зависимость эффективности генерации ортогонально поляризованного излучения от угла между поляризацией падающего излучения и осью Ox, она хорошо совпадает с предсказываемой теорией зависимостью вида $A \cdot \sin^2(4\beta + \beta_0)$, где β_0 - некоторая константа (см.

Ошибка! Источник ссылки не найден.) Максимальная эффективность составляла в этом случае $\eta_{\max} = 0,16 \%$.

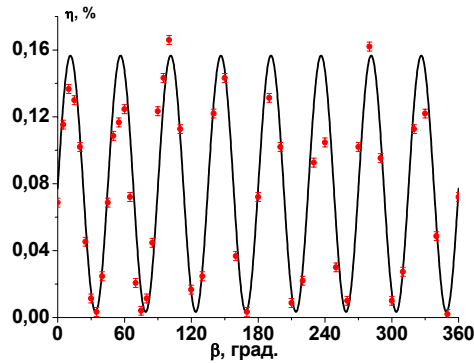


Рис. 1. Эффективность генерации ортогонально поляризованной компоненты излучения в кристалле ВаF₂ для падающей интенсивности $5 \cdot 10^{11}$ Вт/см². Точки – экспериментальные результаты, линия – кривая, вида $A \cdot \sin^2(4\beta + \beta_0)$.

Далее в точке максимума эффективности измерена зависимость энергии генерации ортогональной компоненты от энергии падающего импульса (см. рис.2). До значений энергии падающего импульса $E_{in} \sim 3$ мкДж (что соответствует $I \sim 1,5 \cdot 10^{12}$ Вт/см²), экспериментальная зависимость эффективности генерации ортогонально поляризованного излучения от энергии падающего импульса имеет вид $\eta \sim \sin^2(\alpha E_{in}) \sim \sin^2(\alpha/A_0^2)$, где α – некоторый коэффициент, или $\eta(\%) = 10 \sin^2(0.12 E_{in}(\text{мкДж}))$. Такой характер отвечает теоретическому ходу кривой зависимости энергии (интенсивности) генерируемой ортогональной компоненты от энергии (интенсивности) падающего на кристалл излучения.

В диапазоне значений энергии падающего импульса $E_{in} \sim 3-6$ мкДж, эффективность генерации ортогонально поляризованной волны нарастает быстрее, чем $\sin^2(\alpha E_{in})$, если аппроксимировать то $\sim E_{in}^{3.3 \pm 0.1}$.

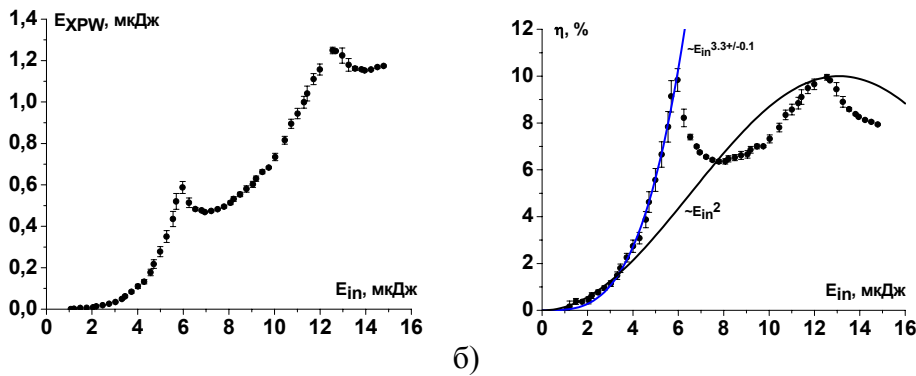


Рис. 2. а) Энергия генерируемого излучения с ортогональной поляризацией в зависимости от энергии падающего импульса. б) Эффективность генерации излучения с ортогональной поляризацией в зависимости от энергии падающего импульса. Сплошными линиями показаны аппроксимация начальных точек (до 3 мкДж) зависимостью $\eta \sim \sin^2(\alpha E_{in})$, диапазона 3 – 6 мкДж зависимостью вида $\eta \sim E_{in}^{3.3}$.

В докладе обсуждаются механизмы, ответственные за такое поведение динамики генерации ортогональной компоненты излучения.

Из экспериментально определённого значения максимальной эффективности $(10 \pm 0,5) \%$ можно сразу определить параметр анизотропии $\sigma = 0,55 \pm 0,05$, а также коэффициент нелинейной связи $|\gamma_{||}| = (4.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-16}$ м/В². Тогда компонента тензора кубической

нелинейности $\chi_{xxxx}^{(3)} = (1,9 \pm 0,3) \text{ м}^2/\text{В}^2$, что совпадает с имеющимися в литературе данными [iv].

Рассмотренный в работе процесс генерации кросс-поляризованного излучения интересен как способ увеличения контраста фемтосекундных импульсов [v-vii], что крайне важно для задач взаимодействия сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с твердотельными мишенями. Поскольку генерация КПИ происходит на кубической нелинейности, то рассматриваемый процесс позволяет выделить только интенсивные центральные области и приведет к существенному увеличению контраста излучения. Такой способ повышения контраста особенно перспективен для фемтосекундных эксимерных ХеСl лазерных систем, работающих на длине волны 0.308 мкм [viii].

Проведённые эксперименты позволяют выйти и на исследование процесса генерации кросс-поляризованного излучения и изучение поведения $\chi^{(3)}$ при переходе в режим плазмообразования в условиях жёсткой фокусировки фемтосекундного лазерного излучения в объём кристалла.

ЛИТЕРАТУРА.

-
- ¹. N. Minkovski, G.I. Petrov, S.M. Saltiel, O. Albert, J. Etchepare // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. V. 21. С. 1659.
 2. N. Minkovski, S.M. Saltiel, G.I. Petrov, O. Albert, J. Etchepare // Optics Letters. 2002. V. 27. P. 2025.
 3. Q.D. Liu, L. Shi, P.P. Ho, R.R. Alfano // Optical Comm. 1997. 138. P. 45.
 4. R. DeSalvo, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 194.
 - ⁵. A. Jullien, F. Auge-Rochereau, G. Gheriaux, J.-P. Chambaret, P. d'Oliveira, T. Auguste, F. Falcoz // Opt. Lett., 2004. V. 29. P. 2184.
 - ⁶. X.D. Cao, D.D. Meyerhofen // Optics Comm. 1995. V. 120. P. 316.
 7. A. Jullien O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augй-Rochereau, G. Chйriaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Saltiel // Optics Letters. 2005. V. 30. P. 920.
 - ⁸. В.М. Гордиенко, М.С. Джиджоев, С.А. Магницкий, В.Т. Платоненко // Современ. пробл. лаз. физ., т. 4, ред. С.А. Ахманов Итоги Науки и Техники, ВИНТИ, М., 1991. С. 19.