

ЧАСТЬ 4
“КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ
ЯВЛЕНИЯ”

СОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ТИПА ЗИГЗАГ М.Б. Белonenko, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев	5
СОЛИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В КРАСНУЮ ОБЛАСТЬ А.Н. Бугай, С.В. Сазонов	8
ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ ДИПОЛЬНЫМИ МОМЕНТАМИ Н.В. Устинов	11
ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С.В. Сазонов, Н.В. Устинов.....	14
РЕЗОНАНСНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ АКУСТИЧЕСКОГО ВЫПРЯМЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ГАРМОНИК С.В. Сазонов, Н.В. Устинов.....	17
ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ ЭЛЕМЕНТ ПЕРЕАДРЕСАЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ФОТОРЕФРАКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В.Г. Круглов, П.А.Карпушин; А.В.Гусев, В.М.Шандаров, Д. Кип, Х. Рюттер	20
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОРТЕКСОВ ПРИ МНОГОВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ О.Г. Романов, А.Л. Толстик	23
ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫЕ КАНАЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ А.В. Каншу, Г.А. Суркова, В.М. Шандаров.....	26

МАНИПУЛЯЦИЯ МИКРООБЪЕКТАМИ ПРИ ПОМОЩИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ЗАДАНЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ

К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников, А.В. Коробцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский..... 29

О СОЛИТОНОПОДОБНОЙ ДИНАМИКЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ Fe_2O_3

С.В. Сазонов, В.А. Халяпин 32

ДИНАМИКА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ НЕПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ НЕСКОЛЬКИХ КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Д.В. Иванов, П.А. Петрошенко, С.А. Козлов..... 35

ФОРМИРОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ЗАДАННОЙ ФОРМОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников, Н.Н. Лосевский, Е.В. Разуева ... 38

НЕЦЕНТРАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков..... 41

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

О.В. Боровкова, А.П. Сухоруков 44

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.Е. Лобанов, В.А. Черных, А.П. Сухоруков, Н.Е. Сеничев..... 47

МНОГОИМПУЛЬСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ФОТОННОГО ЭХА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ПРИНЦИПА ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ЭХО-ПРОЦЕССОРА

М.Ю. Кокурин, В.Т. Нигматуллина, И.И. Попов..... 49

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПОСТРОЕНИЯ УЧЕБНО-ДЕМОНСТРАЦИОННЫХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ СОПРОЦЕССОРОВ ПО КВАНТОВОЙ ИНФОРМАТИКЕ НА ОСНОВЕ РЕЖИМА МНОГОИМПУЛЬСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА

В.Т. Нигматуллина 52

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЭХО И ПОСТРОЕНИЕ НА ЕГО ОСНОВЕ
МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ
ПРОЦЕССОВ В РАЗЛИЧНЫХ ПО НАСЫЩЕННОСТИ РАСТВОРАХ:
ВЫПОЛНЕНИЕ НИОКР В ЕДИНОМ ИННОВАЦИОННОМ ЦИКЛЕ

**И.И. Попов, В.А. Козлова, В.Т. Нигматуллина, А.М. Гладышев,
К.М. Воробьев 55**

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ
СПЕКТРАЛЬНЫХ СУПЕРКОНТИНУУМОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

М.А. Бахтин..... 57

ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛИМЕРНЫХ
ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ:
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЭХО-СПЕКТРОСКОПИЯ И ВОЗМОЖНОСТЬ
КОГЕРЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

В.В. Самарцев 60

ЗАПЕРТОЕ И ДВУГОРБОЕ ФОТОННЫЕ ЭХО - СИГНАЛЫ В РУБИНЕ

А.А. Батракина 61

АНТИСТОКСОВО ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В
ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ
РЕЖИМА КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НА ЕГО
ОСНОВЕ

А.Ю. Воробьев, С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев..... 64

НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В РУБИНЕ

**В.А. Зуйков, К.Р. Каримуллин, И.З. Латыпов, Т.Г. Митрофанова,
В.В. Самарцев, А.М. Шегеда, А.В. Шкаликов 65**

БИЕНИЯ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ПЕРВИЧНОГО ФОТОННОГО ЭХА В
РУБИНЕ, ОБЯЗАННОЕ СВЕРХТОНКОМУ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОМУ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ТРЕХВАЛЕНТНЫХ ИОНОВ ИЗОТОПА
«ХРОМ-53»

И.З. Латыпов, А.В. Шкаликов, А.М. Шегеда, В.В. Самарцев 68

ГАУССОВЫ ПУЧКИ СВЕТА: НОВЫЕ АСПЕКТЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ

В.Г. Волостников, Е.Г. Абрамочкин 69

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В
ГИСТЕРЕЗИСНОЙ СРЕДЕ

Ал.С. Киселев, Ан.С. Киселев, Н.Н. Розанов..... 70

МОДАЛЬНЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ КОРРЕКТОРЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА	
С.П. Котова, С.А. Самагин.....	72
КАСКАДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В КВАДРАТИЧНОЙ СРЕДЕ	
А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков, В.Е. Лобанов	73
ОСОБЕННОСТИ ОТТАЛКИВАНИЯ ПУЧКОВ В СРЕДАХ С ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ	
А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков.....	76
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ ОТРАЖЕНИЕМ	
В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков	79
САМОФОКУСИРОВКА БЕЛОГО СВЕТА В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ	
А.А. Сухоруков	82

СОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК
ТИПА ЗИГЗАГ

М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев
Волгоградский Государственный Университет

Развитие современных технологий предъявляет все более высокие требования к научным разработкам, в особенности в области явлений наномасштабных структур. Это, прежде всего, связано с прогрессом вычислительной техники, и сопровождающих ее областей, где уменьшение размеров устройств увеличивает их быстродействие и уменьшает потребляемую энергию. Одну из ведущих ролей в качестве строительных блоков электроники XXI века начинают играть углеродные нанотрубки с их уникальными электронными и механическими свойствами [1].

Исследование электронной структуры УНТ приведено в достаточно большом количестве работ [2] и проводится в рамках анализа динамики π - электронов в приближении сильной связи. Для получения закона дисперсии в случае УНТ достаточно учесть способ сворачивания графеновой плоскости в цилиндр и наложить условия квантования квазиимпульса \vec{p} в направлении вдоль окружности УНТ. Так, для УНТ типа zigzag на свойствах, которых мы и остановимся для определенности задачи, соответственно получаем:

$$E(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}, \quad (1)$$

где квазиимпульс \vec{p} задается как (p_z, s) , $\gamma \approx 2.7$ эВ, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм расстояние между соседними атомами углерода в графене. При построении нашей модели распространения ультракороткого оптического импульса в системе нанотрубок, будем описывать электромагнитное поле импульса классически, на основании уравнений Максвелла. В калибровке

$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, уравнения Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ можно записать как:

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

Вектор – потенциал \vec{A} считается имеющим вид $\vec{A} = (0, 0, A_z(x, t))$. Для определения тока воспользуемся полуклассическим приближением [3], взяв закон дисперсии (1) из квантово-механической модели и описывая эволюцию ансамбля частиц классическим кинетическим уравнением Больцмана в приближении времен релаксации:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_z} = \frac{F_0 - f}{\tau}. \quad (3)$$

F_0 – есть равновесная функция распределения Ферми:

$$F_0 = \frac{1}{1 + \exp(E(\vec{p})/k_b T)},$$

где T – температура, k_b – постоянная Больцмана. Время релаксации τ можно оценить согласно [3] как примерно $3 \cdot 10^{-13}$ с.

Уравнение (2) легко решается методом характеристик:

$$f = F_0(p_z + \frac{q}{c} A_z(t)) e^{-t/\tau} + \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-(t-t')/\tau} F_0(p + \frac{q}{c} (A_z(t) - A_z(t'))) dt', \quad (4)$$

и можно с учетом вышесказанного записать выражение для плотности тока $\vec{j} = (0, 0, j_z)$:

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar} \sum_s \int dp_z v_z f, \quad (5)$$

где, как и обычно: $v_z = \frac{\partial E(\vec{p})}{\partial p_z}$. Учтем, что время релаксации τ мало, это

позволяет пренебречь первым слагаемым в (4) и сделаем замену:

$p \rightarrow p - \frac{e}{c} (A_z(t) - A_z(t'))$. Выражение для плотности тока примет вид:

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar \tau} \sum_s \int_{-\infty}^{q_0} \int_{-\infty}^{q_0} dt' dp_z v_z (p - \frac{q}{c} (A_z(t) - A_z(t'))) F_0(\vec{p}) e^{-(t-t')/\tau},$$

где для УНТ zigzag типа интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна и $q_0 = \frac{2\pi \hbar}{3b}$. Функцию $v_z(x)$ представим в виде (с учетом зависимости закона дисперсии и равновесной функции распределения F_0 от индекса s):

$$v_z(s, x) = \sum_m a_{ms} \sin(mx), \quad a_{ms} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(s, x) \sin(mx) dx.$$

Отметим, что коэффициенты разложения a_{ms} убывают с ростом m и с достаточной степенью точности можно ограничиться первыми несколькими не исчезающими слагаемыми. Тогда получим:

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar \tau} \sum_{ms} a_{ms} \int_{-\infty}^t dt' \sin(\frac{maq}{c} (A_z(t) - A_z(t'))) e^{-(t-t')/\tau} \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(ma p_z) F_0(\vec{p}).$$

Эффективное уравнение можно записать в виде:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi \hbar \tau} \sum_m c_m \sin(\frac{maq}{c} A_z(t)) = 0, \quad (6)$$

$$c_m = \sum_s a_{ms} b_{ms}, \quad b_{ms} = \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(ma p_z) F_0(\vec{p}).$$

Так последовательная эволюция формы электромагнитного импульса при распространении в системе нанотрубок типа (6,0) приведена на рис. 1.

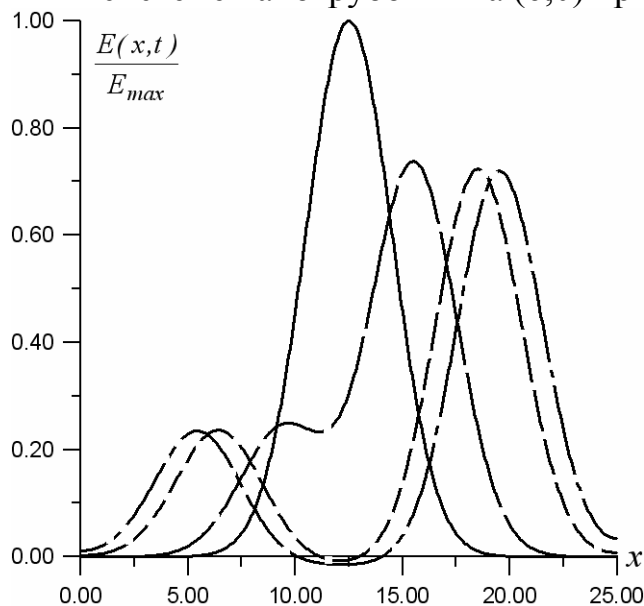


Рис. 1. Представлена эволюция формы электромагнитного импульса при распространении в системе нанотрубок (здесь и далее по оси абсцисс за единицу принят 1мкм) для моментов времени: $t=0$ (сплошная линия), $t=2,33\tau$ (редкий пунктир), $t=4,66\tau$ (частый пунктир), $t=7\tau$ (линия точка–тире).

Обратим внимание на то, что ультракороткий импульс «сбрасывает» излишнюю «площадь», которая отделяется от импульса, и на то, что эволюция тока запаздывает по сравнению с эволюцией электрического поля. Первое обстоятельство связано с тем фактом, что как уже упоминалось выше, рассматриваемую систему можно хорошо описать в рамках двойного уравнения sine–Gordon, для которого существует аналог теоремы площадей. При дальнейшем увеличении «площади» начального импульса наблюдался также распад на большее количество импульсов, аналогичный тому, что приводился в [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б.Сергеев “Нанохимия” М.: МГУ, 2003. – 288 с.
2. M.F. Lin and K.W.-K. Shung // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. №23. P. 17744.
3. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. №2. P. R777.
4. P.W. Kitchenside, P.J. Caudrey, R.K. Bullough // B.– Phys.Scr. 1979. V. 20. P. 673.

СОЛИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В КРАСНУЮ ОБЛАСТЬ

А.Н. Бугай¹, С.В. Сазонов²

¹Российский государственный университет имени И. Канта

²РНИЦ "Курчатовский институт"

Вопрос преобразования частоты акустических полей является одним из центральных в нелинейной акустике. Широкое распространение получили такие эффекты, как генерация второй гармоники, параметрическое рассеяние звука на звуке [1]. В значительной степени данные явления идентичны соответствующим оптическим эффектам. Вообще говоря, поиск взаимных аналогов в оптике и акустике является одной из современных тенденций развития этих двух областей физики.

В работе [2] теоретически предсказано явление непрерывного саморассеяния квазимонохроматического оптического импульса обыкновенной волны на порождаемом им же в одноосном кристалле импульсе необыкновенной волны. При этом частота исходного импульса смещается в красную область, а величина данного смещения пропорциональна интенсивности входного импульса, т.е. способна изменяться непрерывным образом.

Развивая тезис об оптико-акустических аналогиях, следует предпринять попытку поиска эффекта акустического непрерывного саморассеяния и условий его реализации.

В кристаллах, вообще говоря, возможно распространение как продольного, так и поперечного звука. Благодаря нелинейности может осуществляться взаимодействие между этими составляющими акустического поля, аналогичное таковому в вышеописанной оптической системе. Если упругая волна распространяется вдоль одной из акустических осей, в силу условий симметрии роль ее поперечной компоненты аналогична роли обыкновенной составляющей оптической волны. В то же время продольная акустическая волна ведет себя подобно необыкновенной световой волне. Однако линейные скорости продольной и поперечной упругих волн в твердом теле, в отличие от скоростей обыкновенной и необыкновенной компонент оптического поля, различаются (и порой весьма значительно), что уменьшает эффективность взаимодействия между ними. В качестве решения данной проблемы имеет смысл рассмотреть распространение акустической волны в кристалле, снабженном парамагнитными примесями и помещенном в постоянное магнитное поле. В результате спин-фононного взаимодействия появляются дополнительные нелинейно-дисперсионные эффекты, и, что особенно важно, перенормируются линейные скорости продольного и поперечного звука. Как известно, наиболее сильно взаимодействуют с колебаниями

кристаллической решетки парамагнитные ионы, обладающие эффективным спином $S=1$, поэтому исследуем именно этот случай. Кроме того, будем рассматривать в качестве среды ионные кристаллы кубической симметрии. Магнитное поле считаем направленным перпендикулярно направлению распространения импульса.

В реальных средах импульсы имеют конечный поперечный размер (апертуру). Поэтому важными являются проблема устойчивости одномерных импульсов к поперечным возмущениям и исследование поперечной структуры импульса.

Описание указанной выше физической модели можно свести к системе нелинейных уравнений, аналогичной рассмотренной в [2] :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\omega_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} - \beta_{\perp} k \varepsilon_{xx} \psi = \frac{a_{\perp}^2}{2k v_{\perp}} \Delta_{\perp} \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \zeta} (\beta_{\perp} |\psi|^2 + \beta_{\parallel} \varepsilon_{xx}^2) = -\frac{a_{\perp}^2}{2v_{\perp}} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\zeta} \varepsilon_{xx} d\zeta', \quad (2)$$

где ψ - огибающая поперечной компоненты деформации $\varepsilon_{yx} = \psi \exp(i(\omega t - kx))/2 + c.c.$, ω - её исходная несущая частота, k - волновое число, ε_{xx} - поле продольной деформации без несущей частоты, $\omega_2 = -\partial^2 \omega / \partial k^2$ - параметр дисперсии групповой скорости для несущей частоты поперечной компоненты, v_{\perp} и a_{\perp} - линейные скорости поперечного звука в присутствии парамагнитных примесей и в их отсутствие, соответственно. Параметры β_{\parallel} и β_{\perp} характеризуют квадратичные нелинейности по объемной и сдвиговой деформациям, соответственно. Первый из них характеризует тепловое расширение, определяемое параметром Грюнайзена [1], перенормированным из-за спин-фононного взаимодействия.

Анализ системы (1), (2) в одномерном случае выявляет возможность реализации саморассеяния импульса поперечного звука на порождаемом им же импульсе продольной деформации без несущей частоты. При этом несущая частота поперечного импульса смещается в красную область пропорционально его же интенсивности. Как и при оптическом саморассеянии [2], для реализации рассматриваемого эффекта необходимо выполнение условия резонанса Захарова – Бенни. В данном случае это соответствует равенству фазовой скорости продольной составляющей импульса групповой скорости его поперечной компоненты. Это условие налагает связь между входной частотой поперечного акустического импульса и частотой расщеплений в зеэмановском триплете.

Именно строгое требование к выполнению описанного условия приводит к насыщению частотного смещения до определенной величины,

пропорциональной интенсивности поперечной компоненты импульса. Этим рассмотренный в настоящей работе эффект коренным образом отличается от вынужденного комбинационного саморассеяния, при котором частота входного импульса испытывает непрерывное стоксово смещение, пропорциональное как входной интенсивности импульса, так и пройденному импульсом пути [4].

Поперечная структура сформировавшихся солитонов, исследованная нами в рамках вариационного подхода [3], различается в зависимости от знака дисперсии групповой скорости поперечной компоненты. При положительном знаке возможно существование планарных солитонов, содержащих дефект типа поперечного “темного” вихря в поперечной компоненте и дырки в продольной компоненте. В противоположном случае может иметь место формирование полностью локализованных структур, имеющих вид связанных “светлого” вихря и акустической “пули” при наличии завихренности поперечной компоненты или двухкомпонентных акустических “пуль”. Планарные солитоны являются устойчивыми относительно длинноволновых поперечных возмущений. Локализованные структуры в случае отрицательной дисперсии групповой скорости способны сформироваться за счет подавления коллапса солитонов, но существуют они лишь в фиксированном диапазоне отношений интенсивностей компонент [3].

Механизм подавления коллапса здесь можно пояснить следующим образом. Второе слагаемое (собственная нелинейность продольной компоненты) в скобках уравнения (2) при небольших интенсивностях много меньше первого. С превышением критического значения интенсивности импульс начинает самофокусироваться, амплитуды его компонент растут. При этом проявляет себя собственная нелинейность продольной компоненты, создавая дефокусирующий эффект. В результате происходит подавление коллапса. Таким образом, имеет место явление, подобное конкуренции нелинейностей.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Красильников, В.В. Крылов “Введение в физическую акустику” М.: Наука, 1984.
2. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 11. С. 1019.
3. A.N. Bugay, S.V. Sazonov // Phys. Rev. E. 2006. V.74. No 12. P. 066608.
4. Е.М. Дианов, А.Я. Карасик, П.В. Мамышев и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 5. С. 242.

ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ ДИПОЛЬНЫМИ МОМЕНТАМИ

Н.В. Устинов

Томский государственный университет

Большое внимание в последнее время привлекает исследование нелинейных когерентных явлений в средах, содержащих несимметричные квантовые объекты (НКО) [1-4]. Практический интерес к этим явлениям связан с бурным развитием нанотехнологий и методов получения низкоразмерных квантовых структур. Кроме того, среды с НКО могут найти приложения в задачах, где необходима генерация одиночных аттосекундных импульсов [5].

Особенность НКО состоит в том, что их стационарные состояния не обладают определенной четностью. Вследствие этого диагональные матричные элементы оператора дипольного момента и их разность, называемая постоянным дипольным моментом (ПДМ) перехода, отличны от нуля. Поэтому оптический импульс при распространении в системе НКО не только вызывает квантовые переходы между стационарными состояниями, но также сдвигает частоту переходов за счет эффекта Штарка. Это обстоятельство существенно влияет на процесс формирования импульсов и на их характеристики.

Теоретические исследования показали [2], что при прохождении лазерных импульсов через среды с НКО возможны режимы резонансной прозрачности, которые отличаются от режима самоиндуцированной прозрачности, имеющего место, как известно, в случае симметричных квантовых центров. Динамика импульсов длительностью до нескольких колебаний электромагнитного поля изучалась численно в [3]. Было обнаружено, что существуют устойчивые биполярные нестационарные импульсы, площадь которых не равна нулю (ненулевые бризеры). Кроме того, оказалось, что редуцированные уравнения Максвелла–Блоха (РМБ), описывающие взаимодействие НКО с оптическими импульсами в приближении однонаправленного распространения, интегрируемы с помощью метода обратной задачи рассеяния (МОЗР) в частных случаях [1,4]. При этом на дипольные моменты переходов НКО были наложены ограничения.

В тех случаях, когда уравнения РМБ обладают свойством интегрируемости, удалось значительно продвинуться в понимании особенностей взаимодействия оптических импульсов с НКО. По этой причине целью настоящей работы является выяснение, при каких ограничениях на дипольные моменты переходов уравнения РМБ интегрируемы в рамках МОЗР.

Рассмотрим изотропную среду, содержащую двухуровневые НКО. Пусть плоский оптический импульс распространяется через среду в положительном направлении оси y декартовой системы координат. Будем считать, что матрицы \hat{d}_x и \hat{d}_z проекций оператора дипольного момента на оси x и z заданы следующим образом:

$$\hat{d}_x = \begin{pmatrix} D_x & d_1 \\ d_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{d}_z = \begin{pmatrix} D_z & \delta + id_2 \\ \delta - id_2 & 0 \end{pmatrix},$$

где d_1, d_2, δ, D_x и D_z — вещественные параметры. Отметим, что данное представление матриц проекций дипольного момента является общим, хотя и приведенным к более простому виду. Величины D_x и D_z есть ни что иное, как проекции ПДМ перехода.

Система уравнений РМБ, описывающая в приближении однонаправленного распространения взаимодействие оптического импульса с НКО, принимает в данном случае следующий вид:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = 2 \frac{d_2}{\hbar} E_z U - 2 \left(\frac{d_1}{\hbar} E_x + \frac{\delta}{\hbar} E_z \right) V, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \left(\omega_0 + \frac{D_x}{\hbar} E_x + \frac{D_z}{\hbar} E_z \right) V - 2 \frac{d_2}{\hbar} E_z W, \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \left(\omega_0 + \frac{D_x}{\hbar} E_x + \frac{D_z}{\hbar} E_z \right) U + 2 \left(\frac{d_1}{\hbar} E_x + \frac{\delta}{\hbar} E_z \right) W, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{4\pi N}{n\hbar} \left[S E_z + \hbar \omega_0 d_1 V \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} = - \frac{4\pi N}{n\hbar} \left[S E_x + \hbar \omega_0 (d_2 U - \delta V) \right]. \quad (5)$$

Здесь $W = (\rho_{22} - \rho_{11})/2$, $U = (\rho_{12} + \rho_{21})/2$ и $V = (\rho_{12} - \rho_{21})/2i$ — блоховские переменные; ρ_{jk} ($j, k = 1, 2$) — элементы матрицы плотности НКО; E_x и E_z — проекции электрического поля импульса на оси x и z ; $S = D_x d_2 U + (d_1 D_z - \delta D_x) V + 2d_1 d_2 W$; ω_0 — частота перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$; N — плотность НКО; n — показатель преломления среды; \hbar — постоянная Планка; c — скорость света в вакууме.

Рассмотрим некоторые частные случаи системы (1)-(5). Пусть НКО аксиально симметричны, и квантовый переход является π -переходом (т.е. без изменения проекции магнитного момента). Если ось z является осью симметрии НКО, то в такой геометрии $d_1 = D_x = 0$. Рассматриваемая система при этом сводится к скалярным уравнениям РМБ с ПДМ, которые, как было показано в [1], интегрируемы в рамках МОЗР.

Пусть $D_x = D_z = 0$ и $\delta = 0$. Система (1)-(5) в этом случае описывает распространение оптических импульсов произвольной поляризации в системе σ -переходов, и ее интегрируемость была установлена в [4]. Заметим, что здесь обе компоненты импульсов вызывают только квантовые переходы

Интегрируемость в рамках МОЗР предполагает возможность записи нелинейных уравнений в виде условия совместности переопределенной системы линейных уравнений. Используя эти линейные системы для обсужденных выше частных случаев, мы можем предложить общий вид, содержащий подлежащие определению коэффициенты, такой системы для уравнений (1)-(5). Затем, записав условие совместности и исключив производные с помощью (1)-(5), приходим к переопределенной системе алгебраических уравнений на введенные коэффициенты. Количество коэффициентов должно быть достаточно большим, чтобы оба частных случая были включены в рассмотрение. При этом система алгебраических уравнений будет сильно переопределена. Тем не менее, ее удалось разрешить, и это не потребовало наложения на физические параметры (в том числе, на дипольные моменты) дополнительных ограничений.

Таким образом, система РМБ (1)-(5) интегрируема с помощью МОЗР при **любых** значениях параметров d_1 , d_2 , δ , D_x и D_z . Это дает возможность детально изучить солитонную динамику импульсов и особенности поведения НКО, исследовать устойчивость решений и их асимптотическое поведение.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Agrotis, N.M. Ercolani, S.A. Glasgow and J.V. Moloney // *Physica D*. 2000. V. 138, No 1&2. P. 134.
2. С.В. Сазонов // *ЖЭТФ*. 2003. Т. 124. №4(10). С. 803.
3. С.О. Елютин // *ЖЭТФ*. 2005. Т. 128. №1(7). С. 17.
4. H. Steudel and A.A. Zabolotskii // *J. Phys. A: Math. & Gen.* 2004. V. 37. P. 5047.
5. P. Lan, P. Lu, W. Cao, X. Wang and W. Hong // *Opt. Lett.* 2007. V. 32. No 9. P. 1186.

ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ

С.В. Сазонов¹, Н.В. Устинов²

¹Российский научный центр “Курчатовский институт”

²Томский государственный университет

Одним из направлений развития физической акустики является разработка устройств, позволяющих генерировать и измерять акустические импульсы все более коротких длительностей [1]. На сегодняшний день можно уверенно говорить об акустике пикосекундных импульсов как о сформировавшемся направлении научных исследований. Отдельную ветвь этих исследований образует нелинейная акустика парамагнитных кристаллов, берущая начало с открытия явления акустической самоиндуцированной прозрачности [2].

При описании распространения микро- и наносекундных акустических импульсов традиционно используется приближение медленно меняющихся амплитуд и фаз. Пикосекундные импульсы могут содержать всего несколько периодов упругих колебаний, и в этом случае к ним это приближение уже неприменимо. Однако, если плотность парамагнитных примесей в кристалле мала, то изучать динамику импульсов деформации можно на основе приближения однонаправленного распространения. Именно в рамках такого подхода в работах [3–5] было исследовано взаимодействие пикосекундных акустических импульсов с парамагнитными кристаллами. В частности, с помощью данного приближения были изучены в [5] особенности нелинейной динамики квазипродольных импульсов.

Парамагнитные ионы характеризуются эффективным спином, способным взаимодействовать с колебаниями кристаллической решетки (спин-акустическое взаимодействие). В простейшем случае они обладают эффективным спином $S = 1/2$. Магнитное поле вызывает расщепление уровней энергии таких парамагнитных ионов на Крамерсовские дублеты, взаимодействие которых с колебаниями кристаллической решетки осуществляется вследствие модуляции тензора Ланде полем деформации. При этом, как и в случае $S \geq 1$, акустические импульсы не только возбуждают квантовые переходы между спиновыми подуровнями, но также смещают частоту этих переходов.

Так как упругие волны в кристалле состоят в общем случае из нескольких компонент (двух квазипоперечных и квазипродольной), то представляет интерес ситуация, когда какие-либо составляющие акустического импульса, воздействуя на квантовые переходы внутри

зеемановских подуровней парамагнитных ионов, взаимодействуют тем самым между собой. Для эффективного проявления такого рода спин-акустической нелинейности необходимо, чтобы линейные скорости составляющих не отличались сильно друг от друга. Как правило, в кристаллах скорость продольного звука значительно превосходит скорость поперечных упругих волн. По этой причине распространение импульсов продольной и поперечной деформации происходит практически независимо. В то же самое время в кубических и тетрагональных кристаллах существуют направления акустической симметрии, при распространении вдоль которых скорости обеих поперечных компонент равны. Поэтому спин-акустическая нелинейность способна оказывать существенное влияние именно на динамику поперечных акустических импульсов. Совместно с дисперсией, также обусловленной спин-акустическим взаимодействием, она может формировать в парамагнитном кристалле акустические солитоны различной внутренней структуры.

Настоящее исследование посвящено выявлению особенностей нелинейной динамики пикосекундных акустических импульсов в системе крамерсовских дублетов. В отличие от работ [3,4], где изучались продольно-поперечные акустические импульсы, здесь импульсы являются сугубо поперечными, что обеспечивает эффективное взаимодействие между их составляющими.

Пусть тетрагональный (или кубический) кристалл содержит парамагнитные примеси с эффективным спином $S = 1/2$. Будем считать, что поперечный акустический импульс распространяется вдоль одной из осей симметрии кристалла, а внешнее магнитное поле параллельно другой оси симметрии (геометрия Фохта). Рассмотрим одномерный случай, когда динамические переменные зависят только от одной пространственной переменной и от времени.

Для вывода уравнений, описывающих динамику эффективных спинов и поля деформаций, применим полуклассический подход [2,3]. В соответствии с ним эволюция спиновой подсистемы подчиняется квантовомеханическому уравнению на матрицу плотности, а поле упругого импульса — классическим уравнениям Гамильтона для непрерывной среды. Понизив порядок производных в волновых уравнениях с помощью приближения однонаправленного распространения, получим систему, которая описывает динамику поперечных акустических импульсов в парамагнитном кристалле в случае геометрии Фохта. При этом оказалось, что компоненты акустического импульса выполняют в данной геометрии строго различные функции: та из них, которая перпендикулярна магнитному полю, вызывает квантовые переходы между спиновыми подуровнями, а компонента, параллельная магнитному полю, сдвигает частоту крамерсовского дублета. Отметим, что

в случае акустических импульсов, рассмотренных в [5], обе эти функции выполнялись единственной импульсной составляющей.

Выведенная система обобщает хорошо известные в нелинейной оптике редуцированные уравнения Максвелла–Блоха (РМБ). Поскольку здесь импульс состоит из двух компонент, выполняющих разные функции, то будем называть полученную систему двухкомпонентными уравнениями РМБ (ДРМБ). Система, эквивалентная уравнениям ДРМБ, была получена в [4] при рассмотрении эволюции продольно-поперечного акустического импульса, распространяющегося параллельно внешнему магнитному полю (геометрия Фарадея). При этом одна из поперечных компонент поля деформации полагалась равной нулю, а скорости продольного и поперечного звуков считались равными.

Построены решения системы ДРМБ в виде стационарных и бризерных импульсов. Вследствие наличия у данной системы интеграла движения эти акустические импульсы ограничены по амплитуде. Кроме того, они имеют асимметрию по полярности одной из компонент: знак компоненты поперечного поля деформации, которая смещает частоту перехода между спиновыми подуровнями, таков, что частота понижается при прохождении импульса. Дальнейшее изучение свойств найденных решений показало, что характеристики упругих импульсов сильно зависят от соотношения между компонентами тензора спин-упругого взаимодействия. Так, при распространении вдоль одной из осей симметрии тетрагонального кристалла могут существовать стационарные импульсы только одного вида, причем эти импульсы ограничены по длительности. При распространении вдоль другой оси симметрии возможны стационарные акустические импульсы двух видов. В этом случае длительность импульсов может быть любой. Если кристалл обладает кубической структурой, то в нем существуют импульсы одного вида, но их длительность тоже может быть любой. В случае бризерных импульсов с высокочастотным заполнением влияние взаимодействия между компонентами поля деформации не существенно. Если же несущая частота бризера мала, то он представляет собой связанное состояние стационарных импульсов, где, как показано, данное взаимодействие играет важную роль.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Naugolnykh and L. Ostrovsky “Nonlinear wave processes in acoustic” Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
2. N.S. Shiren // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. No 7. P. 2471.
3. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. №1(7). С. 20.
4. А.А. Заболоцкий // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. №6. С. 1239.
5. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. №5. С. 849.

РЕЗОНАНСНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ
АКУСТИЧЕСКОГО ВЫПРЯМЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ
ГИПЕРЗВУКОВЫХ ГАРМОНИК

С.В. Сазонов¹, Н.В. Устинов²

¹ *Российский научный центр “Курчатовский институт”*

² *Томский государственный университет*

Наиболее распространенным механизмом генерации второй акустической гармоники, а также суммарных и разностных частот в твердых телах является собственная акустическая нелинейность, вызванная ангармонизмом колебаний узлов кристаллической решетки. Что же касается частотных преобразований оптических полей, то здесь к настоящему времени достигнут значительно больший прогресс. В последнее десятилетие идут интенсивные исследования нелинейных взаимодействий оптических импульсов с несимметричными молекулами, обладающими в стационарных состояниях постоянными дипольными моментами (ПДМ). Здесь важным является то обстоятельство, что оптические импульсы выполняют двойную функцию: а) возбуждают резонансные переходы между квантовыми уровнями и б) динамическим образом сдвигают частоты данных переходов за счет ПДМ. Как результат, на выходе из таких сред рождаются гармоники входного оптического поля [1, 2].

Одним из инструментов исследований когерентных квантовых явлений является взаимный поиск оптико-акустических аналогий. Акустические импульсы гиперзвуковых частот ($\omega \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$) способны интенсивно взаимодействовать с резонансными парамагнитными примесями в твердых телах [3, 4]. При этом, порождая внутрикристаллические градиенты электрического поля, данные импульсы вызывают квантовые переходы между зеемановскими подуровнями и за счет квадрупольного штарк-эффекта динамически сдвигают частоты переходов [3, 4]. Здесь налицо аналогия с распространением оптических импульсов в системе несимметричных молекул [1, 2].

Настоящая работа посвящена исследованию возможности генерации акустических гармоник за счет описанного выше резонансно-параметрического механизма.

Пусть кубический кристалл, содержащий парамагнитные ионы с эффективным спином $S = 1$, помещен во внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 , которое направлено вдоль одной из осей кристаллической симметрии четвертого порядка, и подвержен в том же направлении статической деформации. Последняя необходима для создания неэквидистантности зеемановского расщепления, порождаемого внешним магнитным полем.

В результате можно выделить один квантовый переход частоты ω_0 , резонансно взаимодействующий с полем продольного акустического импульса. Динамический сдвиг частоты данного перехода создает условия для резонансно-параметрического механизма генерации акустических гармоник и субгармоник. Здесь, в отличие от [2], мы сосредотачиваем внимание на второй и нулевой гармониках. Последняя соответствует акустическому выпрямлению — генерации упругого импульса без несущей частоты (видеоимпульса).

Система уравнений, описывающая динамику квантовых переходов в системе эффективных спинов, а также импульсных амплитуд основной Ω_1 , нулевой Ω_0 и второй Ω_2 гармоник, распространяющихся вдоль оси z , имеет вид

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -i \left(\omega_0 - \omega + \Omega_0 + \frac{|\Omega_1|^2}{\omega_0} \right) R + i\Omega_1 W, \quad (1)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = 2i (\Omega_1^* R - \Omega_1 R^*), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Omega_1}{\partial t} + a \frac{\partial \Omega_1}{\partial z} = i\alpha R, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Omega_0}{\partial t} + a \frac{\partial \Omega_0}{\partial z} = -\frac{\beta}{2} \frac{\partial W}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Omega_2}{\partial t} + a \frac{\partial \Omega_2}{\partial z} = -i\beta \Omega_1 R. \quad (5)$$

Здесь ω — несущая частота входного импульса, a — линейная скорость продольного звука, W — разность населенностей между основным и возбужденным зеемановскими подуровнями, R — амплитуда квантовой когерентности рассматриваемого перехода, коэффициенты α и β зависят от угла распространения импульса по отношению к \mathbf{V}_0 , а также от энергии взаимодействия импульса с парамагнитными примесями. При этом параметр α определяет интенсивность спин-акустических переходов, а β характеризует динамический квадрупольный штарк-эффект, ответственный за акустическое выпрямление и генерацию второй гармоники.

Отметим, что Ω_1 и Ω_2 есть медленно меняющиеся огибающие первой и второй гармоник, а Ω_0 — само поле деформации, центрированное на нулевой частоте. Соответственно уравнения (3) и (5) получены из исходных волновых уравнений второго порядка с

помощью приближения медленно меняющихся огибающих (ММО), а уравнение (4) приведено к представленному виду приближением однонаправленного распространения (ОР) [4].

Использование интеграла движения

$$\alpha\Omega_0 + \beta|\Omega_1|^2 = \beta|\Omega_1^{(0)}(t - z/a)|^2, \quad (6)$$

где $\Omega_1^{(0)}(t)$ — огибающая импульса основной частоты ω на входе в резонансную среду при $z=0$, сводит уравнения (1)–(3) к интегрируемой системе [5].

Анализ соответствующих солитонных решений с использованием (5) и (6) позволил определить условия эффективной генерации второй гармоники и акустического выпрямления. Решение представляет собой синхронное распространение локализованных импульсов основной частоты, а также второй и нулевой гармоник.

В [2] при рассмотрении аналогичной оптической задачи для светового поля использовалось только приближение ОР, но не ММО. Спектральный анализ импульса проводился на основе соответствующего бризерного решения. Это позволило выделить не только нулевую, вторую, но и гармоники более высоких порядков. В [3] подобный подход был использован для акустического импульса, распространяющегося в деформированном парамагнитном кристалле в отсутствие внешнего магнитного поля. Однако примененный здесь подход позволяет, решив интегрируемую систему для амплитуды основной частоты, выразить затем через нее амплитуды нулевой, второй, а при необходимости и высших гармоник.

Рассмотренный механизм генерации акустических гармоник имеет то преимущество по сравнению с традиционным, обусловленным акустическим ангармонизмом, что степень преобразования здесь может регулироваться изменением величины магнитного поля и направления распространения входного импульса.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект №05–02–16422а).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kočinac, Z. Ikonić, V. Milanović // Opt. commun. 1997. V. 140. P. 89.
2. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // КЭ. 2005. Т. 35. №8. С. 701.
3. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. №5. С. 849.
4. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. No 5. 056614-1.
5. А.А. Заболотский // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. №11. С. 33.

ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ ЭЛЕМЕНТ ПЕРЕАДРЕСАЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ФОТОРЕФРАКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В.Г. Круглов¹, П.А. Карпушин¹; А.В. Гусев¹, В.М. Шандаров¹,
Д. Кип², Х. Рютер²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Технологический университет, г. Клаустхал, Германия

Элементы переадресации и переключения световых пучков являются важными компонентами систем оптической связи и обработки информации. При создании подобных оптически управляемых элементов могут использоваться фоторефрактивные материалы, к наиболее известным из которых относится ниобат лития (LiNbO_3). Целью данной работы явилось исследование и демонстрация возможности реализации на основе LiNbO_3 с поверхностью, легированной фоторефрактивными примесями Fe и Cu, оптически управляемого расщепителя светового пучка, пригодного для выполнения операций адресации и переключения оптических каналов.

Схема оптически управляемого элемента представлена на рис. 1. Его основой является кристаллический образец LiNbO_3 Y среза с поверхностью, легированной фоторефрактивными примесями Fe или Cu, либо комбинацией этих примесей. В результате, приповерхностная область обладает фоторефрактивными свойствами, а в случае легирования железом - и волноводно-оптическим эффектом. Эта поверхность освещается через амплитудную маску некогерентным коротковолновым светом (излучение светодиодов с длинами волн 505, 470 или 395 нм). С противоположной стороны, через объем образца, она освещается с помощью другого источника некогерентного излучения.

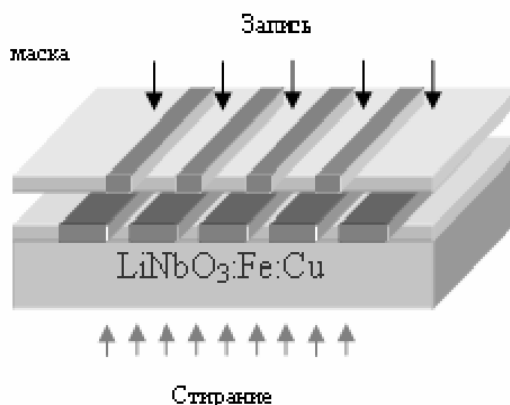


Рис. 1. Схема оптически конфигурируемого расщепителя световых пучков.

Схема экспериментов представлена на рисунке 2. Излучение He-Ne лазера (1) с длиной волны $\lambda=633$ нм в виде коллимированного светового

пучка вводится через оптически полированный торец образца (2) и, претерпевая полное внутреннее отражение от фоторефрактивной поверхности, выводится через противоположный торец, попадая на экран (6). Распределения интенсивности светового поля на экране изучаются и регистрируются с помощью цифровой фотокамеры. С помощью светодиода (4) с длиной волны 505, 470 или 395 нм и амплитудной маски в виде одномерной решетки (3) в легированном приповерхностном слое образца формируется фоторефрактивная дифракционная решётка. Светодиод (5) позволяет осуществить стирание имеющейся фоторефрактивной решетки и подготовить образец к формированию новой дифракционной структуры.

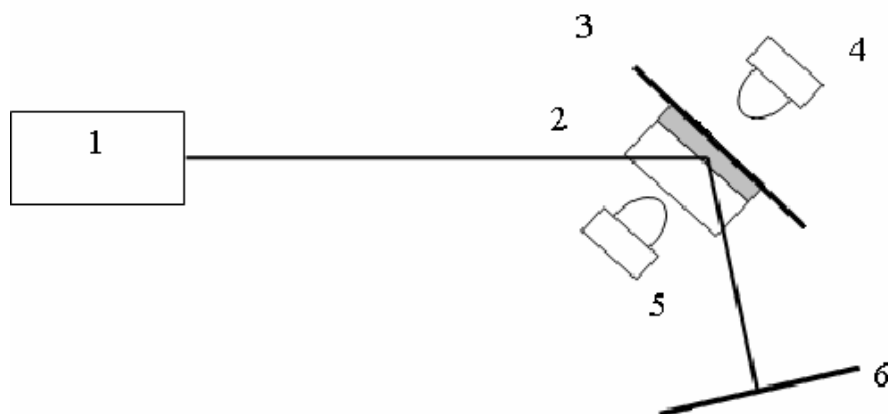


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – He-Ne лазер; 2 – образец; 3 – амплитудная маска; 4, 5 – светодиоды; 6 – экран.

Изображения на рис. 3 иллюстрируют некоторые результаты экспериментов. Амплитудный транспарант в данном случае представлял собой одномерную решетку с периодом 50 мкм. Мощность излучения светодиода, используемого при записи структуры, составляла 0.5 Вт. В процессе экспонирования образца на экране наблюдалось появление дифракционных максимумов, соответствующих дифракции лазерного пучка на формируемой фоторефрактивной решетке. Из рисунка 3 можно видеть, что время экспозиции в 1 минуту достаточно для записи решетки некогерентным излучением с $\lambda = 470$ нм. Время стирания данной решетки составило, при использовании такого же светодиода, до 9 минут. Дополнительные эксперименты показали, что при оптимизации условий записи – стирания структур для тех же источников излучения времена записи и стирания фоторефрактивных элементов могут быть снижены до нескольких секунд.

Эксперименты продемонстрировали, что амплитуда и скорость записи и стирания голографических решеток в образцах зависит от наличия и соотношения концентраций легирующих примесей Cu и Fe. В образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, при экспонировании его в течение 10 минут излучением с

длиной волны $\lambda=0.395$ мкм, формирование фоторефрактивной решётки не наблюдалось. В эксперименте с образцом, легированным только ионами Cu, запись наблюдается, но стирание сформированной решётки некогерентным УФ излучением требует значительного времени. Наиболее чувствительными к фоторефрактивной записи являются образцы, легированные комбинацией этих примесей. Они же обеспечивают и наименьшие времена записи – стирания структур при той же интенсивности экспонирующего излучения.

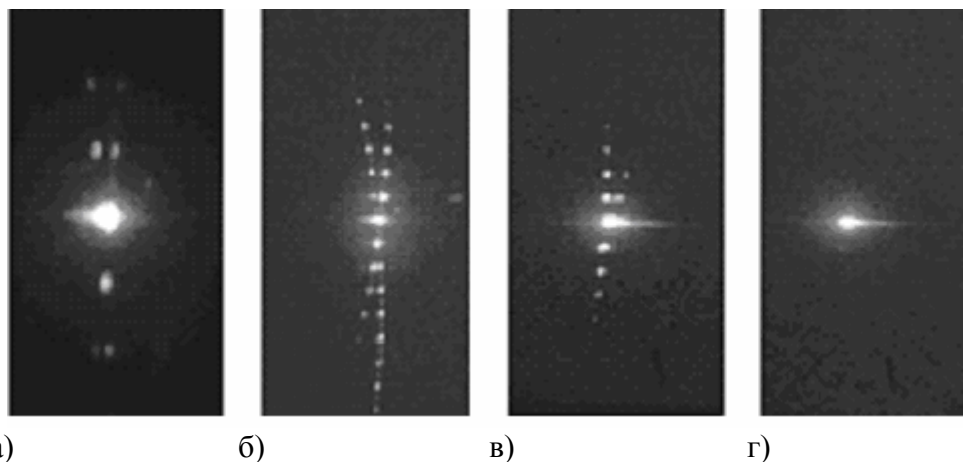


Рис. 2. Дифракционные картины на этапе записи и стирания решётки: (а) через 5 сек., (б) через 1 мин. После начала записи; (в) через 2 мин., (г) через 9 мин после начала стирания.

Таким образом, проведённые эксперименты показали возможность создания оптически конфигурируемых элементов для расщепления и адресации световых пучков на основе кристаллов ниобата лития с легированием поверхности фоторефрактивными примесями (в нашем случае Fe и Cu). Оптимизация параметров экспериментальной схемы и использование более мощных светодиодов позволит существенно улучшить временные характеристики таких элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-39017 и 06-02-81040-Бел_а) и Министерства образования и науки РФ (грант 2.1.1.2097).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” С.-ПБ.: Наука, 1992.
2. K. Buse, A. Adibi, and D. Psaltis. “Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals” // Nature. 1998. V. 393. P. 665.
3. Y. Furukawa, K. Kitamura, A. Alexandrovski, R.K. Route, M.M. Fejer, G. Foulon. “Green-induced infrared absorption in MgO doped LiNbO₃” // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 1970.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОРТЕКСОВ ПРИ МНГОВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

О.Г. Романов, А.Л. Толстик

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Постоянный интерес, проявляемый в последнее время к сингулярной оптике, связан в основном с многочисленными потенциальными приложениями световых пучков с винтовыми дислокациями волнового фронта для оптического захвата и манипуляции над микрочастицами [1]. Для приложений, связанных с оптическими вычислениями [2], представляет интерес разработка методов преобразования топологической структуры оптических вихрей, среди которых можно отметить генерацию второй гармоники [3], трех- и четырехволновое взаимодействие [4]. Прогресс в разработке нелинейных интерференционных и голографических систем на основе многоволновых взаимодействий в резонансных средах указывает на перспективность их использования для преобразования волнового фронта оптических вихрей, передачи информации (изображений) с одних пучков на другие, осуществления логических и математических операций, создания элементов адаптивной оптики.

В данной работе проводится теоретический анализ различных схем многоволнового взаимодействия в резонансных средах с целью установления закономерностей преобразования топологической структуры сингулярных световых пучков в процессе записи и считывания нелинейных динамических голограмм.

Нелинейная зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления и (или) коэффициента поглощения резонансной среды от интенсивности приводит к искажению профиля штриха решетки, которая перестает быть синусоидальной. При выполнении условия объемности динамических голограмм угловая селективность решетки позволяет независимо восстанавливать волны, дифрагированные в различные порядки, изменяя направление распространения считывающей волны (рис. 1). В брэгговском режиме считывающий пучок, направленный под углом, отвечающему M - порядку дифракции, рассеивается на соответствующей пространственной гармонике решетки. При этом дифрагированная волна E_D определяется нелинейной поляризацией $P = \chi^{(N-1)}(E_1 E_S^*)^M E_2$, и имеет место N -волновое смещение ($N=2(M+1)$) на нелинейности $N-1$ порядка.

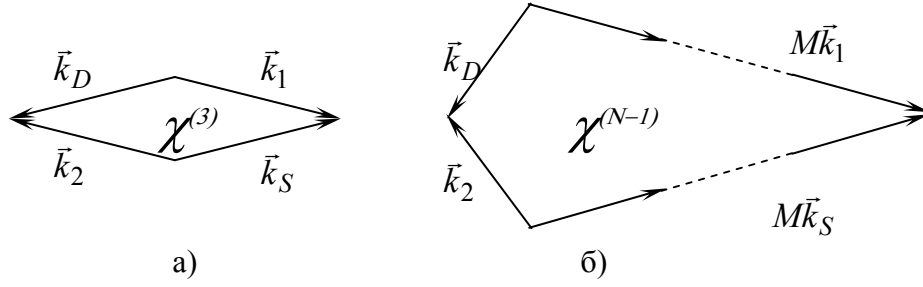


Рис. 1. Диаграммы волновых векторов четырехволнового (а) и N – волнового взаимодействия (б).

Для проведения теоретического анализа процессов взаимодействия световых пучков записывается система волновых уравнений для случая, когда считывающая волна E_2 не интерферирует с опорной и сигнальной волнами, и анализ взаимодействия можно ограничить дифракцией волны E_2 на решетке, сформированной волнами E_1 и E_S :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \mp \gamma_0 \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik} \right) E_{1,S} = \frac{i2\pi\omega}{cn_0} [\chi_0 E_{1,S} + \chi_{\pm 1} E_{S,1}], \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \gamma_0 \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik} \right) E_{2,D} = -\frac{i2\pi\omega}{cn_0} [\chi_0 E_{2,D} + \chi_{\mp M} E_{D,2}].$$

При этом используется разложение восприимчивости среды в ряд по гармоникам динамической решетки. Для трехуровневой модели резонансной среды в условиях линейного поглощения в возбужденном канале разложение по пространственным гармоникам имеет вид [5]:

$$\chi_0(\omega) = \frac{n_0\kappa_0}{2\pi} \left[\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} + \frac{b_{to}}{J} I_{\Sigma} + \left(\hat{\alpha}/J + b_{to}/J^2 \right) \frac{1-A_0}{A_0} \right], \quad (2)$$

$$\chi_{\pm 1}(\omega) = \frac{n_0\kappa_0}{2\pi} \left[\frac{b_{to}}{J} \sqrt{I_1 I_S} - \frac{2(\hat{\alpha} + b_{to}/J) \sqrt{I_1 I_S}}{A_0(1 + JI_{\Sigma} + A_0)} \right] \exp[\pm i(\varphi_1 - \varphi_S)], \quad (3)$$

$$\chi_{\pm M}(\omega) = \frac{n_0\kappa_0}{2\pi} \frac{(\hat{\alpha} + b_{to}/J) (-2J \sqrt{I_1 I_S})^M}{JA_0(1 + JI_{\Sigma} + A_0)^M} \exp[\pm iM(\varphi_1 - \varphi_S)], \quad (4)$$

где входящие в выражения (2-4) параметры определяются спектроскопическими и термооптическими свойствами нелинейной среды.

Как следует из выражений (3-4), при реализации многоволнового взаимодействия с использованием плоских опорной и считывающей волн ($M\varphi_1 + \varphi_2 = const$) фаза дифрагированной волны кратна фазе сигнальной

($\varphi_D = -M\varphi_S$), что позволяет осуществить разнообразные операции преобразования волнового фронта сигнального светового пучка E_S .

При численном моделировании предполагалось, что сигнальный световой пучок содержит винтовую фазовую дислокацию топологического заряда m : $E_S(z=0, r, \varphi) = E_{S0} (r/a)^{|m|} \exp(-r^2/a^2 + i m \varphi)$. В качестве опорного E_1 и считывающего E_2 использовались пучки с гауссовым распределением интенсивности и полушириной в четыре раза большей, чем у сигнального для эффективной записи динамических решеток в области перекрытия пучков в объеме среды. Как следует из рисунка 2, реализация четырехволнового взаимодействия позволяет преобразовать знак топологического заряда вортикса на противоположный (рис.2б), а в случае шести- и восьмиволнового взаимодействия происходит удвоение (рис.2в) или утроение (рис.2г) топологического заряда с одновременным преобразованием знака.

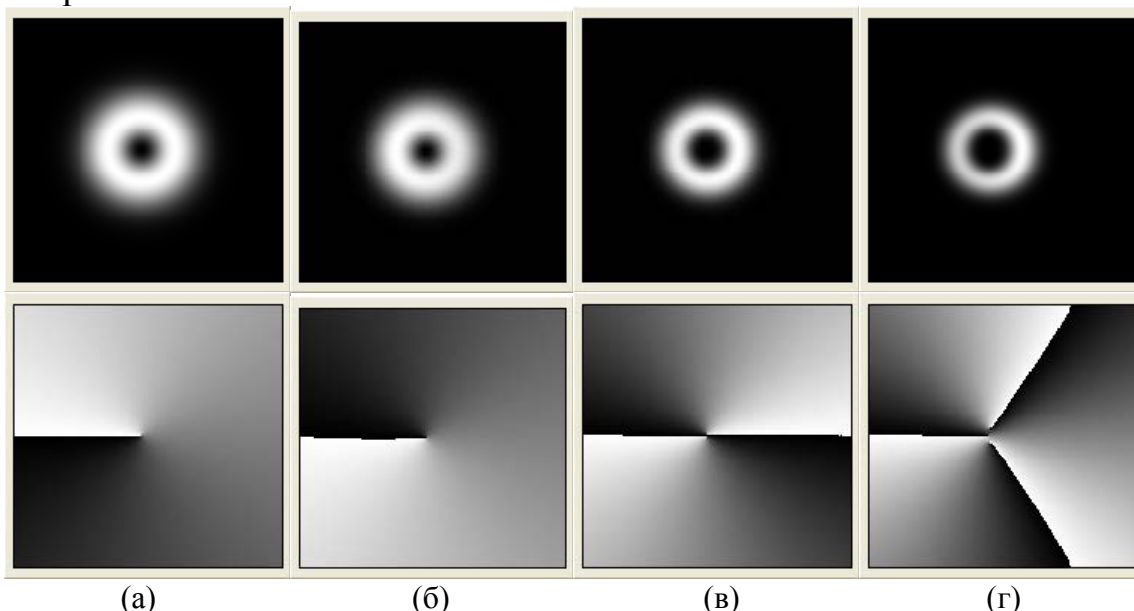


Рис.2. Распределение интенсивности и фазы в поперечном сечении сигнального (а) и дифрагировавших (б-г) световых пучков при четырех- (б), шести- (в) и восьмиволновом (г) взаимодействии.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.T. Gahagan, G.A. Swartzlander // Opt. Lett. 1996. V.21. P.827.
2. A. Zeilinger et.al // Nature. 2001. V.412. P.313.; R.P. Singh et.al// Opt.Comm. 2004. V.236. P.419.
3. K. Dholakia et.al // Phys. Rev. A. 1997. V.56. P.4193.
4. A. Stabinis et.al // Opt.Comm. 1997. V.140. P.273; A. Stabinis et.al // Opt.Comm. 2001. V.198. P.459.
5. А.Л. Толстик «Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений». Минск, 2002.

ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫЕ КАНАЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

А.В. Каншу, Г.А. Суркова, В.М. Шандаров

Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники

Методы оптического индуцирования фоторефрактивных элементов в электрооптических кристаллах дают возможность формирования периодических и квазипериодических нелинейных волноводных структур со сложной топологией и возможностью их оперативной перезаписи. На их основе могут быть построены оптически управляемые элементы фотоники, пассивные планарные дифракционные структуры для преобразования профилей световых пучков, оптические коммутаторы и другие базовые элементы оптических сетей связи и систем оптической обработки информации [1]. Одним из материалов, перспективным в плане формирования подобных структур, является ниобат лития (LiNbO_3), легированный фоторефрактивными примесями.

Целью данной работы явилось исследование распространения света в периодических канальных волноводных структурах, полученных с помощью источников некогерентного коротковолнового излучения в образцах LiNbO_3 , легированных фоторефрактивными примесями (Fe, Cu).

Формировать периодические фоторефрактивные волноводно-оптические элементы методом оптического индуцирования с помощью некогерентных источников излучения можно двумя способами: контактным и проекционным [2]. Проекционный метод оптического индуцирования более гибок, так как он позволяет формировать волноводные структуры сложной конфигурации, и не приводит к механическому повреждению дорогостоящих амплитудных транспарантов, но при этом он и более сложен в реализации. Ниже приведены экспериментальные данные по формированию и исследованию волноводных структур контактным методом.

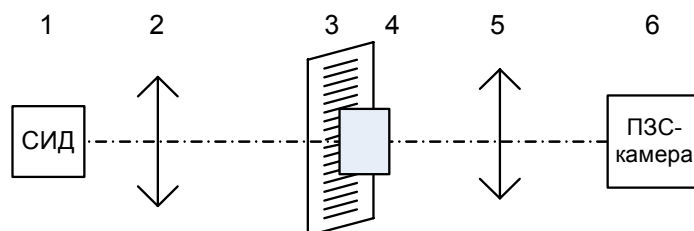


Рис. 1. Экспериментальная установка для формирования волноводно-оптических элементов контактным методом. 1 - источник некогерентного излучения, 2 - коллимирующая линза, 3 - амплитудный транспарант, 4 - фоторефрактивный кристалл, 5 - объектив, 6 - ПЗС-камера.

В экспериментах для формирования периодических волноводных структур (рис. 1) применялась амплитудная маска в виде решетки с периодом $d=18$ мкм, размещаемая вплотную к образцу. При этом штрихи решетки были перпендикулярны направлению оптической оси кристалла. Образец экспонировался некогерентным излучением ультрафиолетового ($\lambda=395$ нм, $P_{\text{opt}}=0,2$ Вт), либо синего ($\lambda=470$ нм, $P_{\text{opt}}=0,5$ Вт), либо зеленого ($\lambda=505$ нм, $P_{\text{opt}}=0,5$ Вт) светодиодов. Время экспозиции составляло 1 час.

После экспозиции образцов исследовались структура и характеристики сформированных оптических элементов. Для этого экспонированные участки зондировались коллимированным световым пучком (излучение He-Ne лазера с длиной волны $\lambda=633$ нм) как в направлении нормали к экспонированной поверхности, так и вдоль волноводных каналов. Распределение интенсивности света, прошедшего через индуцированные оптические элементы изучалось с помощью ПЗС – камеры.

Зондирование вдоль волноводных элементов соответствует возбуждению светового поля в разном числе волноводных каналов. При большой ширине светового пучка возбуждается множество каналов и на выходной плоскости структуры наблюдается излучение света с торцов канальных волноводов с практически одинаковой интенсивностью излучения каждого из них. При возбуждении света в одном волноводном элементе на выходе структуры наблюдается картина, типичная для дискретной дифракции света в периодической системе связанных оптических волноводов [3]. Для эффективного одноканального возбуждения в экспериментах излучение He-Ne лазера фокусировалось на переднюю грань волноводной структуры линзой с фокусным расстоянием $F=2,5$ см. Диаметр светового пятна на этой плоскости составлял в этом случае около 15 мкм.

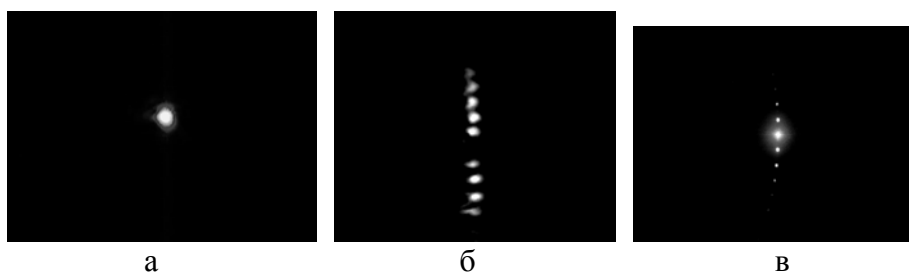


Рис. 2. Распределение интенсивности света: а – пучка света которым происходит возбуждение канальных волноводных структур; б – распределение света на выходной плоскости кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, полученное в результате линейной дискретной дифракции света в оптически индуцированной периодической волноводной структуре; в – распределение интенсивности света полученное в результате дифракция света на периодической волноводной структуре при полном внутреннем отражении в кристаллическом образце.

Изображение на рис.2а дает представление о размере светового пучка при одноканальном возбуждении структуры. Эффект туннелирования света в соседние волноводные каналы (линейная дискретная дифракция) в системе связанных волноводов иллюстрируется рисунком 2б [4]. На рисунке 2в представлена дифракционная картина, полученная при дифракции коллимированного светового пучка на сформированной структуре при полном внутреннем отражении света от экспонированной поверхности кристаллического образца.

Результаты работы продемонстрировали возможность формирования волноводных структур с помощью некогерентных источников излучения в образцах LiNbO_3 , легированных фоторефрактивными примесями. Экспериментально показано, что в структурах, полученных таким образом, могут проявляться эффекты линейной дискретной дифракции света, которые могут использоваться при создании оптически управляемых элементов фотоники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-39017 и 06-02-81040-Бел_а) и Министерства образования и науки РФ (грант 2.1.1.2097).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Kip. Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties, and applications // Appl. Phys. B 67, P. 131.
2. А.В. Каншу, В.М. Шандаров. Исследование фазовых элементов и периодических волноводных структур, формируемых некогерентным излучением в фоторефрактивном ниобате лития // Известия вузов. Физика. 2006. Т.49. № 9. Приложение. С. 137.
3. V.M. Shandarov, K.V. Shandarova, D. Kip. Discrete diffraction and spatial self-action of light beams in one-dimensional photonic lattices in lithium niobate // Techn. Phys. Lett. 2005. V. 31. No. 10. P. 897.
4. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны” М.: Физматлит, 2005, 648 с.

МАНИПУЛЯЦИЯ МИКРООБЪЕКТАМИ ПРИ ПОМОЩИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ЗАДАНЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ

К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников, А.В. Коробцов, С.П. Котова,
Н.Н. Лосевский

Самарский Филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

В настоящее время все более широкое применение в науке и технике находят методы манипуляции микроскопическими объектами с помощью лазерного излучения.

Для манипуляции микрообъектами представляют интерес световые поля с ненулевым угловым моментом, в частности, спиральные пучки, позволяющие накладывать на частицу неоднородные деформации и перемещать микрочастицы по заданным траекториям [1]. Характерным свойством таких пучков является то, что они сохраняют форму при распространении и фокусировке с точностью до масштаба и вращения, могут иметь весьма разнообразную структуру распределения интенсивности и обладают ненулевым угловым моментом [2]. Наиболее распространенный способ их формирования заключается в использовании комбинации амплитудного и фазового транспарантов.

Актуальной для практического использования манипуляторов является задача динамического формирования пучков, что может быть осуществлено, например, с помощью пространственных ЖК модуляторов. Одновременное управление пространственными распределениями, как интенсивности, так и фазы светового пучка является достаточно сложной задачей. Поэтому представляет интерес формирование пучков с ненулевым угловым моментом с помощью фазовых элементов.

В данной работе в качестве пучков с ненулевым угловым моментом использовались:

1. спиральные пучки (сформированные при помощи амплитудно-фазовых транспарантов), а также пучки, сформированные при помощи только фазовых транспарантов от спиральных пучков,
2. пучки, сформированные при помощи фазовых транспарантов (получены с помощью алгоритма Герчберга-Секстона).

Цель работы состояла в исследовании различных способов формирования вихревых полей и их апробации для задач манипуляции микрообъектами.

Спиральные пучки могут быть получены при освещении плоской волной амплитудно-фазового транспаранта. Расчет амплитудно-фазового транспаранта осуществлялся на основе оптики спиральных пучков [3].

Эксперименты показали, что если использовать только фазовую часть от спирального пучка, то формируемое распределение интенсивности

существенно отличается от распределения интенсивности спирального пучка. Для манипуляций микрообъектами имеет значение скорость перемещения микрочастиц, которая обусловлена передаваемой поперечной составляющей импульса микрочастицам. Величина поперечной составляющей импульса для пучков, сформированных таким образом, меньше, чем для соответствующих спиральных пучков.

Для улучшения распределения интенсивности применялся итерационный алгоритм. Выбирая фазу исходного спирального пучка в качестве нулевого приближения, однородность распределения интенсивности можно улучшить итерационными методами. В оптических задачах обычно используют метод Герцберга-Сэкстона, позволяющий восстановить фазу комплексной функции по ее известному модулю и модулю ее Фурье-преобразования [4]. На каждом шаге алгоритма делаются прямое и обратное преобразования Фурье с предварительной заменой интенсивности во входной и выходной плоскостях на заданные.

На рисунке 1 приведена экспериментальная установка для манипуляции микрообъектами.

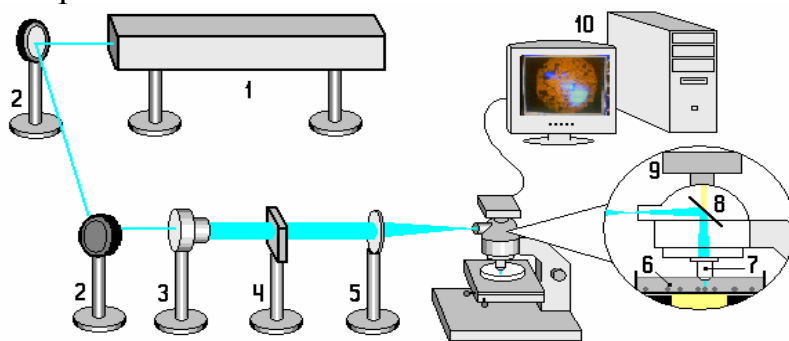


Рис. 1. Установка для лазерного манипулирования:

1 - аргоновый лазер $\lambda=0,49$ мкм; 2 - зеркала; 3 - коллиматор; 4 - дифракционный оптический элемент; 5 - собирающая линза; 6 - кювета с частицами; 7 - микрообъектив; 8 - диэлектрическое зеркало; 9 - ПЗС камера; 10 - персональный компьютер.

В качестве объектов для микроманипуляций были выбраны помещенные в дистиллированную воду частицы цетилпиридинийбромид (ПАВ), а также микросферы латекса размером от 1,2 до 6,1 мкм. Поведение микрочастицы, захваченной световым полем, зависит от размеров, формы, показателя преломления, коэффициента поглощения частицы, от ее взаимодействия с окружающим раствором, а также от пространственного распределения интенсивности и фазы светового поля в области локализации частицы. Если поперечный размер светового поля ловушки меньше, чем размер частично поглощающей частицы, то передача орбитального (обусловленный наклоном волнового фронта) углового момента от светового поля частице приводит к вращению последней. При размерах частицы, много меньших поперечника светового распределения, она перемещается в световом поле в соответствии с его амплитудно-фазовым распределением. При преломлении света в частице

возникает сила, стремящаяся «втянуть» её в область максимальной интенсивности (“градиентная сила”). Импульс, переданный частице за счет поглощения и отражения света, обуславливает возникновение действующей на частицу силы, направление и величина которой зависят как от интенсивности, так и от направления волнового вектора световой волны в области локализации частицы. Последнее дает возможность организовать движение микрочастицы в световом поле по сложным траекториям.

Рассчитанный суммарный передаваемый импульс вдоль траектории для спиральных пучков был в 2 раза больше, чем для их “фазовых” аналогов при одинаковых значениях суммарной энергии в выходной плоскости. Эксперименты по манипуляции микрообъектами также показали, что скорость перемещения частиц по траектории в случае спирального пучка выше, чем в случае пучка, сформированного исключительно фазовым транспарантом (при одинаковом значении интенсивности). Спиральные пучки имеют преимущество, заключающееся в их способности при необходимости максимизировать скорость движения частицы по траектории при минимальной плотности энергии, падающей на частицу. В то же время “фазовые” аналоги спиральных пучков облегчают возможность динамического формирования необходимых распределений интенсивности и имеют существенно более высокую энергетическую эффективность.

Работа выполнена в рамках Губернского гранта в области науки и техники (постановление № 223 от 20.09.2006) и при частичной поддержке УНК ФИАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.P. Kotova, A.V. Korobtsov, N.N. Losevsky, A.M. Mayorova, M.A. Rakhmatulin, V.G. Volostnikov. Experiments on microscopic objects movement along various fixed trajectories caused by spiral beams. // Proc. SPIE. 2005. V. 5773.
2. E. Abramochkin and V. Volostnikov. Spiral-type beam. // Opt. Comm., 1993. V 102. P. 336.
3. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Спиральные пучки света. // УФН. Т. 174. №12. С. 1273.
4. Под ред. Г.П. Болтса. “Обратные задачи в оптике” М.: Машиностроение, 1984.

О СОЛИТОНОПОДОБНОЙ ДИНАМИКЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ

С.В. Сазонов¹, В.А. Халяпин²

¹Российский научный центр "Курчатовский институт"

²Калининградский государственный технический университет

С развитием экспериментальных методов генерации пикосекундных гиперзвуковых импульсов появился значительный интерес к теоретическому описанию режимов их распространения в различных средах [1]. Так как такие импульсы содержат порядка одного периода упругих колебаний, то в волновых и материальных уравнениях неприменимо традиционное для резонансной наносекундной акустики приближение медленно меняющихся амплитуд и фаз.

В настоящей работе мы рассматриваем кубический кристалл, содержащий парамагнитные примеси с эффективным спином $S=1$ (ионы группы железа Fe^{2+} , Ni^{2+} и др.) и решаем задачу об одномерной динамике продольно-поперечного акустического импульса, распространяющегося вдоль оси z под произвольным углом α к внешнему магнитному полю, которое направлено вдоль одной из кристаллических осей симметрии четвёртого порядка.

Для исследования взаимодействия импульса с парамагнитными примесями использовался полуклассический подход, согласно которому парамагнитные ионы описывались квантовомеханически, а акустическое поле – классическим образом. Таким образом, мы получили систему волновых уравнений для продольной и поперечной компонент акустического поля, а также материальные уравнения для матрицы плотности эффективных спинов. Здесь предполагалось, что спектр импульса не содержит частот, резонансных имеющимся квантовым

переходам, поэтому нелинейные и дисперсионные эффекты учтены аддитивно.

При распространении импульса перпендикулярно магнитному полю ($\alpha = \pi/2$), полученная система в приближении однонаправленного распространения в случае квазимонохроматических импульсов (спектральная ширина импульса мала по сравнению с центральной частотой) сводится к интегрируемой системе Ядзимы-Ойкавы [2]. Решение этой системы описывает генерацию продольной деформации (без несущей частоты) поперечным квазимонохроматическим импульсом, сопровождающуюся смещением частоты последней в красную область спектра. Этот процесс наиболее эффективен при условии резонанса Захарова-Бенни, согласно которому линейная групповая скорость поперечного гиперзвука равна фазовой скорости продольной волны деформации.

Отдельный интерес представляет собой аналитическое исследование поведения солитоноподобных предельно коротких акустических импульсов, содержащих всего несколько колебаний поля. В этом случае необходимо воспользоваться полученными уравнениями для самого поля деформации, а не для его огибающей.

Такое исследование было проведено на основе комбинированного подхода [3] для случая распространения импульса перпендикулярно магнитному полю. Данный подход включает в себя усреднённый вариационный принцип типа Ритца-Уизема, который был использован (для нахождения амплитуд компонент импульса) и метод аналитического продолжения дисперсионных параметров на комплексную плоскость (для определения зависимостей фазовой и групповой скоростей импульса от пространственной длительности l и центрального значения волнового числа k поперечной составляющей). В результате получено связанное солитоноподобное решение вида

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{12g_{\perp}}{l\beta_{\perp}} \sqrt{\frac{5kq}{5k^2 + l^{-2}}} \operatorname{sech} \Theta (1 + (kl)^{-2} \operatorname{th}^2 \Theta)^{1/2} \sin[\varphi + \operatorname{arctg}((kl)^{-1} \operatorname{th} \Theta)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = -\frac{6g_{\perp}}{\beta_{\perp} l^2} \operatorname{sech}^2 \Theta. \quad (2)$$

Здесь u_z, u_y – векторы смещений продольной и поперечной компонент импульса соответственно, $\Theta = z - vt$, $\varphi = (\omega - \Omega)t - (k - q)z$, v – групповая скорость импульса, k – волновое число, ω – центральная частота спектра поперечной компоненты, q и Ω имеют смысл сдвига волнового числа и часты в красную область, параметр g_{\perp} – характеризует временную дисперсию, обусловленную спин-фононным взаимодействием, β_{\perp} – определяет нелинейность второго порядка, обусловленную как собственной, так и спин-фононной нелинейностью.

Полученное солитоноподобное решение описывает синхронное распространение видеоимпульса продольной деформации и бризероподобного импульса поперечного гиперзвука.

Следует отметить, что решение (1), (2) в пределе квазимонохроматических импульсов ($kl \gg 1$) точно переходит в решение системы Ядзимы-Ойкавы, что является одним из аргументов в пользу предложенного подхода.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 1(7). С. 20.
2. N. Yadjima, M. Oikawa // Progr. Theor. Phys. 1976. V. 56. P. 1719.
3. С.В. Сазонов, В.А. Халяпин // Опт. и спектр. 2003. Т. 95. 3. С. 452.

ДИНАМИКА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ
НЕПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ НЕСКОЛЬКИХ
КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Д.В. Иванов, П.А. Петрошенко, С. А. Козлов

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе из уравнений Максвелла выведена система уравнений вида

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 g_x}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) - k_y^2 \right) g_x - ik_x \frac{\partial g_z}{\partial z} + k_x k_y g_y = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\text{нл}} F_x \\ \frac{\partial^2 g_y}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) - k_x^2 \right) g_y - ik_y \frac{\partial g_z}{\partial z} + k_x k_y g_x = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\text{нл}} F_y \\ \left(\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) - k_x^2 - k_y^2 \right) g_z - ik_x \frac{\partial g_x}{\partial z} - ik_y \frac{\partial g_y}{\partial z} = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\text{нл}} F_z, \end{cases} \quad (1)$$

описывающая непараксиальную динамику декартовых компонент пространственно-временного спектра

$$g_{x,y,z} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{x,y,z} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dx dy dt, \quad (2)$$

где ω, k_x, k_y, k_z – частоты временного и пространственного спектров, $E_{x,y,z}$ – декартовы компоненты напряженности электрического поля волны из малого числа колебаний, распространяющейся вдоль оси z в однородной изотропной диэлектрической среде с произвольной зависимостью линейного показателя преломления $n(\omega)$ от частоты и характерной для диэлектриков безинерционной кубичной нелинейностью, электрической индукции среды $D_{\text{нл}} = \varepsilon_{\text{нл}} E^3$. В (1) c – скорость света в вакууме, функционал

$$F_{X,Y,Z} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g_{X,Y,Z}(k_X - \alpha, k_Y - \beta, \omega - \gamma, z) g_{X,Y,Z}(\alpha - \chi, \beta - \delta, \gamma - \xi, z) g_{X,Y,Z}(\chi, \delta, \xi, z) d\alpha d\beta d\gamma d\chi d\delta d\xi$$

описывает нелинейный отклик среды.

Система уравнений (1) позволяет анализировать самовоздействие светового излучения, спектр которого, как пространственный, так и временной, может становиться в нелинейной среде очень широким. Т.е., анализировать крупно- и мелкомасштабную самофокусировку фемтосекундных спектральных суперконтинуумов.

В работе методом последовательных приближений получено аналитическое решение системы (1) для случая двумерного ТЕ-поляризованного излучения, которое имеет вид

$$g_Y(k_X, \omega, z) = \frac{i\varepsilon_{HII} e^{-i\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) z} \sqrt{1 - \left(\frac{k_X}{\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega)}\right)^2}}{2n^2(\omega) \sqrt{1 - \left(\frac{k_X}{\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega)}\right)^2}} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{Mz}}{M} C d\alpha d\beta d\gamma d\delta - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{C}{M} d\alpha d\beta d\gamma d\delta \right) + \frac{i\varepsilon_{HII} e^{-i\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) z} \sqrt{1 - \left(\frac{k_X}{\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega)}\right)^2}}{2n^2(\omega) \sqrt{1 - \left(\frac{k_X}{\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega)}\right)^2}} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{LN}}{N} C d\alpha d\beta d\gamma d\delta - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{Nz}}{N} C d\alpha d\beta d\gamma d\delta \right),$$

где L – длина нелинейной среды,

$$\begin{aligned}
M = \frac{i}{c^2} & \left(-\omega^2 n^2(\omega) \sqrt{1 - \left(\frac{k_x}{\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega)} \right)^2} + \right. \\
& (\omega - \beta)^2 n^2(\omega - \beta) \sqrt{1 - \left(\frac{k_x - \gamma}{\frac{(\omega - \beta)^2}{c^2} n^2(\omega - \beta)} \right)^2} + \\
& \left. (\delta - \beta)^2 n^2(\delta - \beta) \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha - \gamma}{\frac{(\delta - \beta)^2}{c^2} n^2(\delta - \beta)} \right)^2} + \beta^2 n^2(\beta) \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma}{\frac{\beta^2}{c^2} n^2(\beta)} \right)^2} \right),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N = \frac{i}{c^2} & \left(\omega^2 n^2(\omega) \sqrt{1 - \left(\frac{k_x}{\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega)} \right)^2} + \right. \\
& (\omega - \beta)^2 n^2(\omega - \beta) \sqrt{1 - \left(\frac{k_x - \gamma}{\frac{(\omega - \beta)^2}{c^2} n^2(\omega - \beta)} \right)^2} + \\
& \left. (\delta - \beta)^2 n^2(\delta - \beta) \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha - \gamma}{\frac{(\delta - \beta)^2}{c^2} n^2(\delta - \beta)} \right)^2} + \beta^2 n^2(\beta) \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma}{\frac{\beta^2}{c^2} n^2(\beta)} \right)^2} \right),
\end{aligned}$$

$$C = C_1(k_x - \alpha, \omega - \delta, 0) \cdot C_1(\alpha - \gamma, \delta - \beta, 0) \cdot C_1(\gamma, \beta, 0).$$

На основе решения (3) в работе иллюстрированы процессы, сопровождающие непараксиальную самофокусировку импульсов из малого числа колебаний в кварцевом стекле.

ФОРМИРОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ЗАДАННОЙ ФОРМОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников, Н.Н. Лосевский, Е.В. Разуева
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Спиральные пучки света сохраняют структуру распределения интенсивности при распространении и фокусировке с точностью до масштабирования и поворота. В работе [1] полностью описан класс спиральных пучков и методы их экспериментальной реализации. Показано, что спиральные пучки могут обладать различными распределениями интенсивности, например, принимать форму многих плоских кривых (рис. 1). Благодаря наличию сингулярностей в структуре фазы такие поля обладают орбитальным моментом. Эти свойства позволяют формировать поля с заранее заданным распределением интенсивности для решения задач лазерных технологий, микролитографии, создания ловушек для атомов, сложных манипуляций частицами микронных размеров.

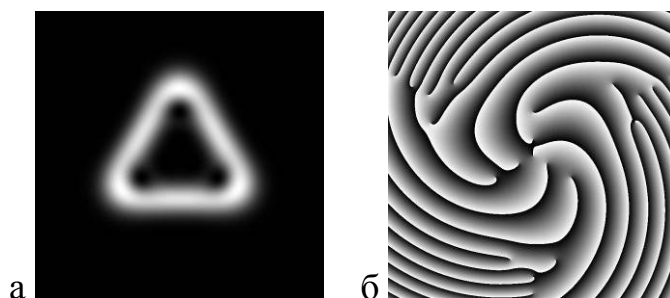


Рис. 1. Интенсивность и фаза спирального пучка в форме границы треугольника. Белый цвет соответствует максимальной интенсивности и фазе 2π , черный – нулевой интенсивности и фазе.

Очевидным способом экспериментального формирования спиральных пучков является метод амплитудно-фазовых масок. Его суть заключается в следующем: распределения интенсивности и фазы, представленные на рис. 1, можно рассматривать как амплитудный и фазовый транспаранты. Если их совместить и осветить плоским лазерным пучком, то сразу за полученным амплитудно-фазовым транспарантом будет сформирован соответствующий спиральный пучок. Очевидным недостатком данного метода являются значительные потери энергии на амплитудной части транспаранта. Создание схемы для динамического формирования световых полей в рамках данного метода требует одновременного динамического управления, как интенсивностью, так и фазой пучка, что является отдельной сложной задачей.

Используя в качестве начального приближения фазовое распределение спирального пучка, нам удалось построить итеративный

алгоритм типа алгоритма Герчберга-Сэкстона [2], сходящийся к фазовому распределению. Полученные фазовые элементы обладают более высокой энергетической эффективностью по сравнению с соответствующими амплитудно-фазовыми распределениями. Они могут быть экспериментально реализованы при помощи пространственных фазовых модуляторов света, например, на основе жидких кристаллов, которые широко используются в качестве корректоров волнового фронта для компенсации аберраций. Пример полученного фазового распределения для формирования треугольника представлен на рис. 2.

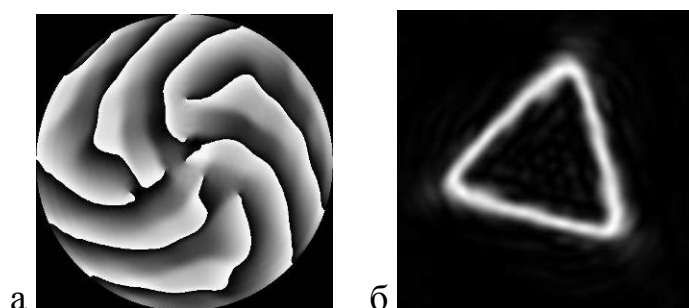


Рис. 2. а – фазовый элемент для формирования «треугольника», полученный в ходе итеративного алгоритма; б – распределение интенсивности поля, сформированного фазовой маской а.

Нам удалось добиться хорошей сходимости алгоритма (не более 10 итераций), расчетная дифракционная эффективность составила 85-90% при однородности вдоль кривой 95%. Численное исследование полученных распределений показало, что они весьма устойчивы к изменению пространственного разрешения транспаранта. Так при уменьшении разрешения от 512 до 64, доля энергии, попадающей в область границы треугольника, и однородность распределения интенсивности падают менее чем на 5%. Этот результат основан на важном свойстве вихревых полей: большая часть информации о структуре поля заложена в расположении точек сингулярности, которое мало меняется при уменьшении разрешения.

Фазовые элементы для экспериментального формирования полей были изготовлены на основе бихромированной желатины. Примеры сформированных полей треугольника, квадрата и «снежинки» представлены на рис. 3: верхний ряд – теоретическое распределение интенсивности, нижний – экспериментально зарегистрированные распределения.

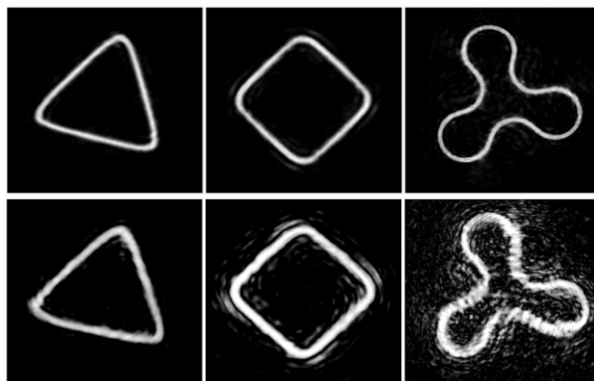


Рис. 3. Теоретические распределение интенсивности (верхний ряд) и экспериментально зарегистрированные (нижний ряд).

Проведенные исследования показывают высокую эффективность данного подхода для задач формирования полей заданной формы. Следует отметить, что сформированные поля обладают угловым моментом, что тоже может быть полезно, например, для задач манипуляции микрообъектами.

Работа выполнена в рамках Губернского гранта в области науки и техники (постановление № 223 от 20.09.2006) и при частичной поддержке УНК ФИАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Волостников, Е.Г. Абрамочкин. Спиральные пучки света // УФН. 2004. Т.174. №12. С.1273.
2. R.W. Gerchberg and W.O. Saxton. A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures // Optik. 1972. V. 35. P. 237.

НЕЦЕНТРАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Для осуществления оптического управления часто используют нелинейные эффекты распространения света в различных средах: квадратично-нелинейных, Керровских, фоторефрактивных.

Преимуществом фоторефрактивных материалов является, во-первых, высокая светочувствительность, благодаря которой для создания оптической неоднородности требуются на несколько порядков меньшие мощности излучения. Во-вторых, это возможность динамического управления оптическими пучками непосредственно в эксперименте путем варьирования внешних параметров.

В данной работе рассмотрен эффект нелинейного отражения при некопланарном распространении оптических пучков (мощной накачки и более слабого сигнала) в дефокусирующем фоторефрактивном кристалле (ФРК) LiNbO_3 . Параметры оптических пучков лежат вне солитонного режима, благодаря чему существует относительная свобода выбора начальной амплитуды, ширины и частоты для каждой волны.

Если рассматривать динамику перемещений поперечных сечений пучков, то их взаимодействие аналогично рассеянию частиц на потенциале [1]. В предыдущей работе [2] мы рассматривали случай, когда центры пучков оставались при распространении в одной плоскости. Такое взаимодействие можно назвать «центральным». Здесь будет предложена модель «нецентрального» взаимодействия, когда начальные волновые вектора сигнальной и основной волны накачки некопланарны. При этом динамика отражения зависит не только от начального угла между пучками, который в центральном случае являлся единственным параметром, но и от так называемого «прицельного» расстояния – то есть расстояния, на котором сигнал проходит от оси накачки при взаимодействии.

Будем считать, что пучок накачки и индуцированная неоднородность показателя преломления имеют осевую симметрию, т.е. $n_{nl} = n_{nl}(r) < 0$, так как в дефокусирующих ФРК изменение показателя преломления имеет отрицательный знак. В цилиндрической системе координат (r, φ, z) , продольный орт которой совместим с осью пучка накачки (рис.1), распространение сигнального пучка описывается следующим уравнением [2] (считая дифракцию слабой, а амплитуду сигнала малой по сравнению с накачкой, то есть $D_{1,2} \ll 1$, $|A_2| \ll |A_1|$):

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{i}{2} D_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i n_{nl}(r) A_2, \quad n_{nl} = -|\gamma_2| I_1^2 (1 + I_1^2)^{-1}, \quad (1)$$

где $A_1 = E_{10}(r)$, A_2 - комплексные амплитуды накачки и сигнала соответственно, Δ_{\perp} - лапласиан в цилиндрических координатах (r, φ) ; $D_2 = l_0 / 2k_2 a_2^2$ - коэффициент дифракции для сигнала; $\gamma_2 = \frac{1}{2} k_2 n_0^2 r_{ef} l E_{PV}$ - коэффициент нелинейности; I_1 - интенсивности накачки, нормированная на фоновую интенсивность $I_d \approx 1 \text{ мкВт} / \text{см}^2$; n_0 - невозмущенный показатель преломления; k_2 - волновой вектор сигнала в среде; l - единица длины кристалла; r_{ef} - преобладающая компонента электрооптического тензора; $E_{PV} = \beta_{PV} \xi N_A / e\mu$ - константа фотовольтаического поля, имеющая среднее значение $\sim 10^7$ В/м в кристалле LiNbO_3 [3].

Начальные условия в размерных переменных задаются в виде двух гауссовых пучков для накачки и сигнала соответственно:

$$A_1 = E_{10} \exp\left[-\frac{r^2}{w_1^2}\right], \quad A_2 = E_{20} \exp\left[-\frac{(r-r_0)^2}{w_2^2}\right] \exp(ik_2 \theta (r \cos \varphi \cos \psi + r \sin \varphi \sin \psi)), \quad (2)$$

где w_j - начальные ширины пучков, r_0 - начальное смещение сигнального пучка по отношению к пучку накачки, $E_{j0} = A_j(r, z=0)$ - амплитуды в центре

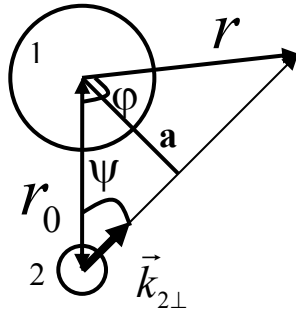


Рис. 1. Схема взаимодействия пучков:
1- накачка, 2- сигнал.

пучков в начале распространения, θ - начальный угол наклона сигнала к оси накачки в плоскости XOZ , ψ - угол наклона фронта сигнала к фронту пучка накачки.

По аналогии со случаем «центрального» взаимодействия [1,2], можно получить уравнение для траектории сигнала в нашем случае, когда оси пучков не лежат в одной плоскости. Вводя обозначения:

$\bar{z} = z/l$, $\bar{d}_j = d_j l / w_j^2$, $\bar{\gamma}_j = \gamma_j / k_2 l = \frac{1}{2} n_0^2 r_{ef} E_{PV}$, $\bar{r} = r/w_2$, $a = r_0 \sin \psi$ - прицельное расстояние, $W = w_1 / w_2$ - отношение ширин пучков, тогда $I_1 = I_{10} \exp(-2r^2/W^2)$ - интенсивность пучка накачки, $\lambda = k_2 \theta w_2$ и $\frac{k_2 w_2^2}{l} = \frac{1}{\bar{d}_2}$, получим следующую систему уравнений для траектории сигнала:

$$\frac{d\bar{r}}{d\bar{z}} = \pm \sqrt{\lambda^2 \bar{d}_2^2 \left\{ 1 - \left(\frac{\bar{a}}{\bar{r}} \right)^2 \right\} - \frac{\bar{\gamma}_2 l^2}{w_2^2} \left(\frac{I_1}{1+I_1} \right)}, \quad \frac{d\varphi}{d\bar{z}} = \bar{a} \lambda \bar{d}_1 / \bar{r}^2 \quad (3)$$

Для визуализации траектории сигнального пучка в зависимости от «прицельного» расстояния a , система уравнений (3) была решена численно при следующих значениях параметров: $\bar{d}_2 = 0.0714$, $\lambda = 12$, $|I_{1\text{max}}| = 1$, $\bar{\gamma}_2 = 6,58 \cdot 10^{-4}$, $l = 1 \text{ см}$, $w_2 = w_1 / 4 = 50 \text{ мкм}$, $\bar{r}_0 = 8$, $z_0 = 0$, $I_1 / I_d = 10$ и угле $\theta = 0.5^\circ$, который удовлетворял условию отражения в планарном

случае [2]. На рис.2 изображены траектории сигнальной волны в плоскости сечения XU для $a = 0.1; 3; 7$ в двух случаях: 1- при коллимированной накачке, 2- при дефокусирующей накачке. Видно, что дефокусировка вносит сильное искажение пучка накачки и уменьшает эффективность отражения особенно при значениях прицельного расстояния $1 < a < 6$. При значении $a = 7 \approx r_0$, сопоставимом с начальным расстоянием между пучками, траектории с дефокусировкой и без совпадают, а сам сигнал проходит мимо накачки без взаимодействия. Зависимость угла наклона траектории сигнала к оси OZ (см. рис.3) демонстрирует изменение угла отражения сигнала в зависимости от вида накачки: 1- коллимированная или 2 - расходящаяся. В случае малого прицельного расстояния и коллимированной накачки при отражении сигнала сохраняется абсолютное значение угла наклона, как при упругом столкновении частиц. Дефокусировка накачки вносит изменение угла наклона сигнальной волны после отражения даже при малых расстояниях a .

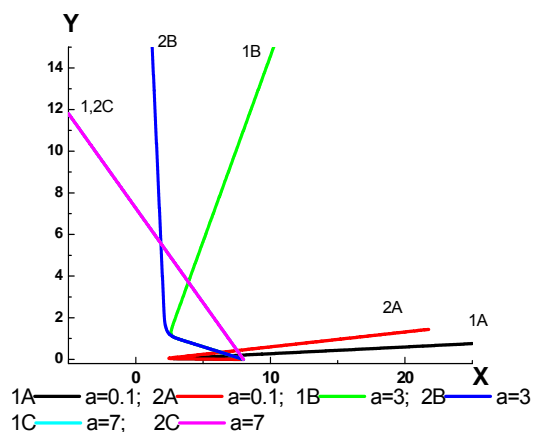


Рис. 2. Траектории сигнала в сечении XOY в зависимости от прицельного расстояния a .

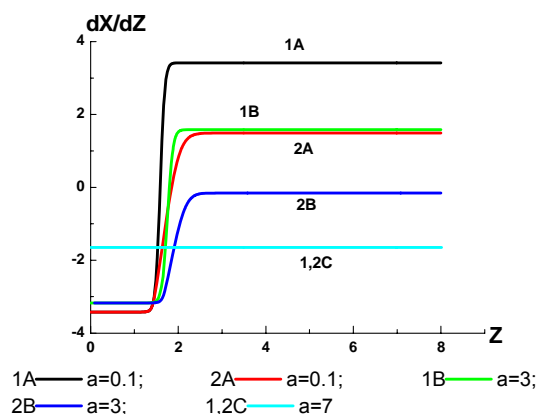


Рис. 3. Угол наклона траектории сигнальной волны к оси OZ .

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков. // Ученые записки Казанского государственного университета, Казань. 2006. Т. 148. Кн. 1. С. 163.
2. И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков // Когерентная оптика и спектроскопия, Изд. Центр КГУ, Казань. 2006. С. 95.
3. G. C. Valley, M. Segev, V. Crosignani, A. Yariv, M. Fejer, M. Bashaw // Phys. Rev. A. 1994. V.50. No 5. P. 4457.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В СРЕДАХ С
КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

О.В. Боровкова, А.П. Сухоруков

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

Стационарные световые структуры привлекают к себе внимание в области физики нелинейных волн. В квадратично-нелинейных средах при наличии баланса между дифракцией и нелинейностью могут распространяться пространственные солитоны [1]. При помощи сходных механизмов можно создавать в среде оптические бичетные 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 $A_j(x,z)$, $j=1,2$, распространяющихся в квадратично-нелинейной среде.

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i D_1 \Delta_{\perp} A_1 + i \gamma A_1^* A_2 = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 + i \Delta k A_2 + i \gamma A_1^2 = 0 \quad (1b)$$

где $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2$ – оператор Лапласа, $D_j = (2k_j)^{-1}$ – коэффициент дифракции; z, x – продольная и поперечная координаты соответственно; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – расстройка волновых векторов; γ – коэффициент нелинейности. Система уравнений (1) для безразмерных амплитуд первой и второй гармоник u_j будет иметь вид:

$$\Delta_{\perp} u_1 - u_1 + u_1^* u_2 = 0, \quad (2a)$$

$$\Delta_{\perp} u_2 - \alpha u_2 + \frac{1}{2} u_1^2 = 0, \quad (2b)$$

где $\alpha = k_2 L (2 + \Delta k) / k_1 \approx 2L (2 + \Delta k)$ – нормированная расстройка волновых векторов.

Периодические огибающие находятся в виде следующих функций:

$$u_j = E_j + \delta_j |\cos(\pi x / \Lambda)|^v, \quad (3)$$

где E_j – амплитуда фона, δ_j – глубина периодической модуляции структуры, v – параметр, определяющий ширину элемента решетки, Λ – пространственный период. Решения (3) должны удовлетворять граничным условиям $\partial u_1 / \partial \xi(0) = \partial u_2 / \partial \xi(0) = \partial u_1 / \partial \xi(\Lambda/2) = \partial u_2 / \partial \xi(\Lambda/2) = 0$.

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:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{8\pi^2}{\sqrt{\alpha^2 + 8\alpha} - \alpha}}. \quad (4)$$

На рис. 1 показана зависимость периода решетки с контрастностью 10%, 50% и 90% в зависимости от фазовой расстройки. При этом минимальному периоду (4) соответствует график для структур с контрастностью 10%.

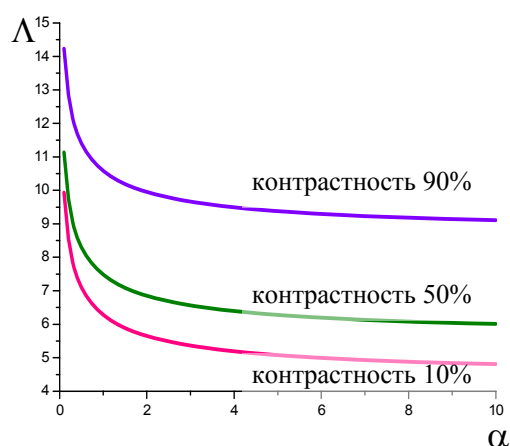


Рис. 1. Зависимость периода структур с различной контрастностью от параметра среды α .

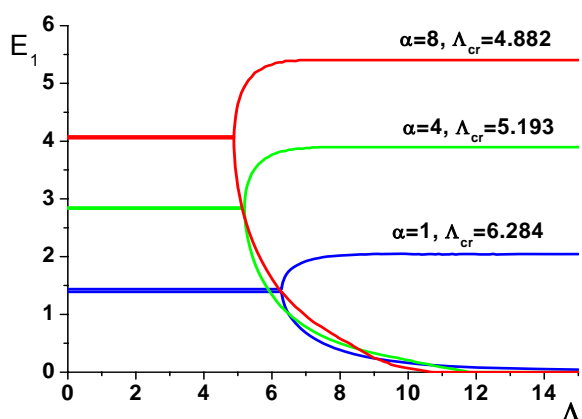


Рис. 2. Зависимость минимальной и максимальной амплитуд первой гармоники от пространственного периода структуры для различных значений нормированной расстройки волновых векторов α .

На рис. 2 представлены графики зависимости минимальной и максимальной амплитуд первой гармоники от пространственного периода. С увеличением периода увеличивается контрастность структуры и решетка пространственных солитонов вырождается в периодическую.

Далее проводилось численное моделирование динамики формирования одномерных оптических пространственных структур различной контрастности. Численные эксперименты с невозмущенным

амплитудным профилем (3) выявили устойчивость исследуемых структур при распространении на несколько десятков дифракционных длин.

Кроме того, проводилось исследование эффектов чисто оптического переключения в таких периодических структурах.

Первый эффект связан с «выключением» через один субпучков в слабоконтрастной решетке при помощи дополнительных субпучков с фазой, равной π . В этом случае первоначальная решетка переформируется в периодическую решетку большей контрастности с удвоенным периодом. Очевидно, что новая решетка является более устойчивой.

Другой эффект связан с разрушением структуры при введении дефекта - «выключении» центрального пучка в первоначальной структуре. При этом наблюдается веерообразное распространение решетки, когда узлы структуры, находящиеся по обе стороны от «выключенного» пучка отталкиваются друг от друга

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. 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. Авторы также благодарят за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. G.I.A. Stegeman, D.N. Christodoulides, M. Segev// IEEE Journal 2000. V. 6. P. 1419.
2. S. Trillo, P. Ferro // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 438.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.Е. Лобанов, В.А. Черных, А.П. Сухоруков, Н.Е. Сеничев
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время сверхкороткие импульсы или импульсы, содержащие малое число осцилляций поля, нашли широкое применение в спектроскопии, медицине, диагностике материалов [1-3].

Мы рассматриваем новые эффекты, возникающие при распространении и взаимодействии малопериодных импульсов в диспергирующих квадратично-нелинейных средах. Динамика распространения обыкновенной и необыкновенных импульсов описывается системой двух связанных нелинейных уравнений Кортевега-де-Вриза для профилей оптических полей [4-5]

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = \frac{\beta}{2} \frac{\partial(E_2^2)}{\partial \Theta} + \frac{\alpha}{2} \frac{\partial(E_1^2)}{\partial \Theta} + \Gamma_1 \frac{\partial^3 E_1}{\partial \Theta^3},$$
$$\frac{\partial E_2}{\partial z} + v \frac{\partial E_2}{\partial \Theta} = \beta \frac{\partial(E_1 E_2)}{\partial \Theta} + \Gamma_2 \frac{\partial^3 E_2}{\partial \Theta^3}.$$

Наши исследования показывают, что генерация второй гармоники тесно связана с эффектом дифференцирования поля накачки. У длинных импульсов, дифференцированию подвергается, прежде всего, высокочастотная модуляция поля на несущей частоте. Однако у сверхкоротких импульсов на первый план выходит дифференцирование профиля поля. Так, полупериодный импульс возбуждает однопериодный, однопериодный – двухпериодный и т.д.

Мы установили, что расстройка скоростей приостанавливает процесс дифференцирования и удвоения частоты и разбивает возбуждаемые волны на два субимпульса. Эти эффекты можно увеличить в фотонных кристаллах с периодически инвертированными доменами $(\alpha(z), \beta(z))$, если толщина каждого слоя равна длине когерентного взаимодействия.

Интересные эффекты возникают при учете дисперсии третьего порядка. Здесь особое место занимают процессы самолокализации волн в параметрические солитоны. Нами получены аналитические выражения для профилей солитонов $(E_{1,2} = E_{10,20} \operatorname{sech}^2(\eta(\theta - pz)))$ и зависимостей их скоростей, амплитуд и длительностей от нелинейных и дисперсионных коэффициентов. В зависимости от отношения коэффициентов нелинейности (α/β) может существовать либо однокомпонентный $(E_1 \neq 0, E_2 = 0)$ либо двухкомпонентный солитон. Найден режим генерации второй гармоники, при котором из исходного импульса, содержащего

несколько осцилляций поля, образуются полупериодной длительности солитоны, движущиеся с разными скоростями.

Нами показано, что в слоистой среде со знакопеременными коэффициентами дисперсии $\Gamma_{1,2}(z)$ можно эффективно подавить дисперсионное расплывание, что позволяет увеличить длину нелинейного взаимодействия предельно коротких импульсов. Причём в отличие от квадратично-нелинейных РДС кристаллов в этом случае нет жестко определенного периода модуляции. Также изучена динамика распространения солитонов в фотонных кристаллах такого типа. В частности, показано, что если модуляция нелинейности и дисперсии такова, что $\frac{\Gamma_{1,2}(z)}{\beta(z)} = const$, $\frac{\Gamma_{1,2}(z)}{\alpha(z)} = const$, то солитон может распространяться в слоистой среде, иначе он распадается.

Аналитические оценки подтверждены результатами численного моделирования.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054 и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-1496.2007.2. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Brabec, F. Krausz // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3282.
2. T. Brabec, F. Krausz // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 545.
3. M.A. Porras // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. P. 5069.
4. Ю.Н. Карамзин, А.С. Поташников, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, Сер. Физ. 1996. Т. 60. № 12. С. 29.
5. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. В. 6. С. 1160.

МНОГОИМПУЛЬСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ФОТОННОГО ЭХА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ПРИНЦИПА ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ЭХО-ПРОЦЕССОРА

М.Ю. Кокурин, В.Т. Нигматуллина, И.И. Попов
ГОУ ВПО «Марийский государственный университет»

Приводится обзор работ по многоимпульсному возбуждению фотонного эха (ФЭ) и результаты разработки принципа функционирования оптического эхо-процессора для реализации эффективных алгоритмов решения NP -трудных задач дискретного анализа, в частности, задачи о рюкзаке. Исследование посвящено математическому моделированию режимов формирования различных сигналов ФЭ, возникающих при многоимпульсном режиме его возбуждения, и применимых для реализации указанных алгоритмов, а также разработке экспериментальной установки для оптической обработки данной информации.

Последовательность воздействующих на резонансную среду оптических импульсов при многоимпульсном возбуждении ФЭ обеспечивает оптическую обработку информации, связанной с определением неизвестной компоненты γ_1 в задаче о рюкзаке (см. схему на рис. 1). Входные данные задачи о рюкзаке кодируются значениями $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}$ и величиной $b < 0$, искомые значения – величинами $\gamma_1, \dots, \gamma_{n-1}$.

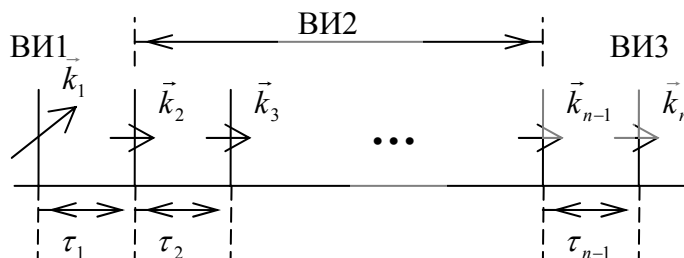


Рис. 1. Режим многоимпульсного возбуждения ФЭ: \vec{k}_1 - направление первого возбуждающего импульса ВИ1; $\vec{k}_2 - \vec{k}_{n-1}$ - направления импульсов кодовой последовательности, представляющей второй возбуждающий импульс ВИ2; \vec{k}_n - направление третьего возбуждающего импульса ВИ3; $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}$ - временные интервалы между оптическими импульсами.

На рис. 2 приведена схема многоимпульсного возбуждения и регистрации сигналов ФЭ, распространяющихся в трех выбранных направлениях. На рис. 3 приведена осциллограмма регистрации сигналов первичного и многократного (восстановленного) сигналов ФЭ в парах молекулярного йода при комнатной температуре. Отклики резонансной среды регистрируются в момент $t = t_n - b$. В случае регистрации отклика одним из детекторов имеются следующие возможные значения γ_1 : для детектора Д1 - $\gamma_1 = 1$; для детектора Д2 - $\gamma_1 = 0$; для детектора Д3 - $\gamma_1 = -1$.

Если ни один из детекторов не регистрирует в момент $t = t_n - b$ отклик, то рассматриваемая задача о рюкзаке не имеет решений. Следуя [1, с.146-147], считаем, что имеется резонансная среда (система двухуровневых атомов), подвергающаяся воздействию коротких импульсов лазерного излучения.

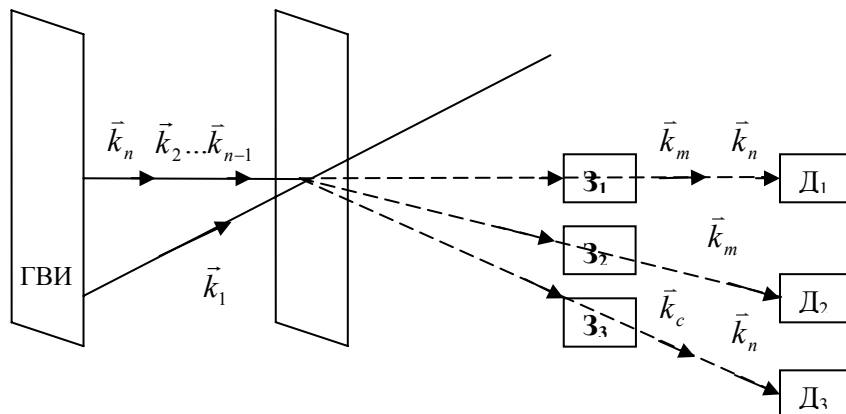


Рис. 2. Схема многоимпульсного возбуждения и регистрации сигналов ФЭ: ГВИ – генератор возбуждающих импульсов; РС – резонансная среда; З₁, З₂ и З₃ – оптические затворы в трех пространственных каналах регистрации сигналов фотонного эха; Д₁, Д₂, Д₃ – детекторы сигналов фотонного эха в трех выбранных направлениях их регистрации; k_1 , k_m , k_n – волновые векторы сигналов первичного, многократного и стимулированного эха; $\vec{k}_1, \dots, \vec{k}_n$ – возбуждающие импульсы.

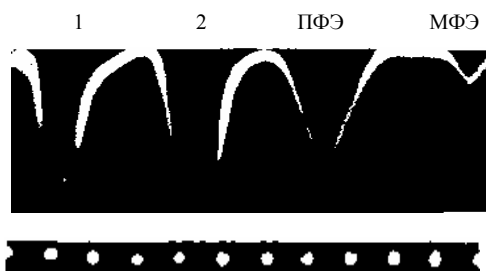


Рис.3. Осциллограмма сигналов первичного и многократного ФЭ в парах молекулярного йода: 1 и 2 – первый и второй возбуждающие импульсы; ПФЭ – сигнал первичного ФЭ; МФЭ – многократного ФЭ, масштабная метка – 10 нс.

Результат воздействия импульсов на среду описывается следующим образом: в момент $t = t_n - \sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \gamma_m$ наблюдается отклик среды в направлении

$k_0 = \sum_{m=1}^n (\gamma_m - \gamma_{m-1}) k_m$, где $\gamma_0 = 0, \gamma_n = 1$. Значения $\gamma_1, \dots, \gamma_{n-1}$ принимают значения

из множества $\{-1, 0, 1\}$, при этом каждая фиксированная совокупность $\gamma_1, \dots, \gamma_{n-1}$ такая, что $\sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \gamma_m \leq 0$, кодирует отдельный эхо-отклик среды,

наблюдаемый в некоторый момент времени $t \geq t_n$. Проиллюстрируем схему работы разрабатываемого оптического эхо-процессора на примере задачи о рюкзаке в следующей формулировке: по заданным положительным числам

$\tau_1, \dots, \tau_{n-1}$, $c > 0$ требуется определить, разрешимо ли уравнение $\sum_{m=1}^{n-1} \tau_m x_m = c$, $x_m \in \{0, 1, 2\}$, $m = 1, \dots, n-1$ и найти его решение, если оно существует. Полагая $x_m = \mu_m + 1$, перепишем задачу в виде $\sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \mu_m = b$; $\mu_m \in \{-1, 0, 1\}$, $m = 1, \dots, n-1$.

Здесь $b = c - \sum_{m=1}^{n-1} \tau_m$ и без ограничения общности можно считать, что $b \leq 0$.

Будем рассматривать данные нам значения $\tau_1, \dots, \tau_{n-1}$ в качестве промежутков времени между короткими лазерными импульсами, воздействующими на резонансную среду. Волновые векторы импульсов выберем так, что $k_2 = k_3 = \dots = k_n$, $k_1 \neq k_2$. Получаем $k_0 = \gamma_1 k_1 + (1 - \gamma_1) k_2$. Следовательно, направление эхо-сигнала может принимать лишь три возможных значения: $k_0 = k_0^{-1} = 2k_2 - k_1$, если $\gamma_1 = -1$, $k_0 = k_0^0 = k_2$, если $\gamma_1 = 0$ и $k_0 = k_0^1 = k_1$, если $\gamma_1 = 1$. Здесь величины $\gamma_m \in \{-1, 0, 1\}$ являются характеристиками траектории в графическом представлении эхо-сигнала [1, с.141]. В графическом представлении эхо-откликов среды имеется траектория $\gamma_1, \dots, \gamma_{n-1}$; $\gamma_m \in \{-1, 0, 1\}$, $m = 1, \dots, n-1$, соответствующая отклику, наблюдаемому в момент времени $t = t_n - \sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \lambda_m = t_n - b \geq t_n$. При этом отклик может наблюдаться лишь по одному из направлений k_0^{-1}, k_0^0, k_0^1 . В отсутствии эхо-сигналов задача решений не имеет. Предположим, что хотя бы по одному из этих направлений отклик в момент $t = t_n - b$ наблюдается. Тогда существует траектория $\gamma_1, \dots, \gamma_{n-1}$, такая, что $\gamma_m \in \{-1, 0, 1\}$, $m = 1, \dots, n-1$, $\sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \gamma_m = b$, т.е. задача о рюкзаке разрешима и ее решением является набор $\mu_m = \gamma_m$, $m = 1, \dots, n-1$, отвечающий всякой такой траектории. Пусть эхо-отклик в момент $t = t_n - b$ наблюдается, например, в направлении $k_0 = k_0^{-1}$. Тогда среди траекторий, удовлетворяющих условию задачи, имеется такая, у которой $\gamma_1 = -1$ и $\mu_1 = -1$. Тем самым определена первая компонента неизвестного набора μ_1, \dots, μ_{n-1} .

Приводится описание математической модели режимов многоимпульсного возбуждения ФЭ и ее адаптация к физическому моделированию параметров алгоритма решения задачи о рюкзаке. Анализируются возможности применения алгоритма решения задачи о рюкзаке в криптографии [2, с.398].

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Калачев, В.В. Самарцев “Когерентные явления в оптике” Казань: КГУ, 2003.
2. Н. Смарт “Криптография” М.: Техносфера, 2006.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
ПОСТРОЕНИЯ УЧЕБНО-ДЕМОНСТРАЦИОННЫХ И
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ СОПРОЦЕССОРОВ ПО КВАНТОВОЙ
ИНФОРМАТИКЕ НА ОСНОВЕ РЕЖИМА МНОГОИМПУЛЬСНОГО
ВОЗБУЖДЕНИЯ СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА

В.Т. Нигматуллина

ГОУ ВПО «Марийский государственный университет»

Квантовые вычисления и квантовая информатика - актуальные и быстро развивающиеся разделы науки и техники. Как следствие уже сейчас имеется и в будущем будет расти потребность в специалистах этого профиля, прошедших подготовку в ведущих вузах. В настоящее время кафедра квантовой информатики открыта в МГУ, кафедра квантовых вычислений в Омском ГУ, в МГУ издается профильный журнал по данной тематике. В будущем можно прогнозировать начало преподавания дисциплин, связанных с квантовой информатикой, и в других крупных учебно-научных центрах. Качественное преподавание и НИР (НИРС) требуют недорогой учебно-лабораторной базы в виде прототипов, действующих макетов, стендовых образцов перспективных квантовых компьютеров. В то же время, имеющееся сейчас в России и в мире оборудование малопригодно для этих целей, поскольку существует в виде уникальных лабораторных комплексов, занимающих обширные площади и ориентированных на исследование *отдельных* в основном физических аспектов работы квантовых компьютеров (взаимодействие многоуровневых квантовых систем с лазерным излучением, фотон-фотонное взаимодействие, удержание ионизированных атомов в электромагнитных ловушках, различные схемы ЯМР и т.п.). При этом отсутствуют компактные действующие прототипы перспективных квантовых компьютеров, объединяющие в едином транспортабельном устройстве все их составные части (головной процессор, квантовый сопроцессор, устройства ввода-вывода информации), позволяющие демонстрировать решение модельных математических задач и удобные для использования в учебном процессе подобно тому, как в настоящее время используются персональные компьютеры на занятиях по информатике.

Предлагается принципиально новая идея создание компактного прототипа перспективных квантовых компьютеров, действующего на основе многоимпульсного фотонного эха и ориентированного на решение различных модельных задач дискретного анализа. Эта идея не имеет аналогов. Срок получения конечного продукта составляет от 5 до 7 лет. Первые два года поддержки программой «УМНИК» позволят решить ряд задач, связанных с математическим моделированием режимов работы оптического эхо-процессора и составлением математического обеспечения алгоритма решения модельной задачи о рюкзаке, на примере которой будет демонстрироваться принцип работы разрабатываемого сопроцессора и его взаимодействия с головным процессором. Поставка на рынок такого класса сопроцессоров

внесет существенный вклад в формирование кадрового потенциала для высокотехнологичных производств, использующих высокоэффективные информационные технологии, тем самым, став средством развития национальной экономики. По мере внедрения данных сопроцессоров в национальную систему подготовки высоко интеллектуальных кадров будет возрастать актуальность получаемых при этом знаний. При этом следует ожидать интенсивное наращивание возможного экономического эффекта от применения сопроцессоров данного класса. Конструкция: оптический сопроцессор (лазер, управляющее устройство, резонансная среда, датчики регистрации эхо-откликов), коммутационное оборудование, обеспечивающее связь с обычным (головным) процессором. Последний служит для ввода-вывода данных, обработки цифровой информации, поступающей с датчиков, визуализации работы сопроцессора. Обеспечивается возможность удобного для пользователя многократного ввода различных исходных данных и представление результата в требуемом виде (таблицы, графики и т.п.). Возможна вариация максимального количества импульсов в возбуждающем пакете и гибкая настройка на класс решаемых задач. В стандартной конфигурации максимальное число импульсов – 10, что соответствует троичной задаче о рюкзаке с 10 переменными. Одновременно и инструмент НИР (исследование возможностей повышения производительности за счет увеличения количества импульсов в возбуждающем пакете, исследование различных резонансных сред и методов регистрации эхо-откликов). План по привлечению финансовых потоков для вывода конечного продукта на рынок включает опытные продажи изделий в ведущих вузах страны с последующим привлечением бюджетных и внебюджетных средств в рамках разработки инновационного проекта на основе научной и рыночной проработки данной идеи с последующим участием в конкурсах программ «Старт» или «Пуск». Оценка числа потенциальных заказчиков опытных изделий: 10 ведущих вузов по 5-20 устройств, т.е. всего не менее 50-200 штук в течение 2-3 лет. В процессе реализации инновационного проекта предполагается сформировать рыночный спрос на сопроцессоры данного класса не только на рынке образовательных услуг, но и среди производителей высоко технологичного оборудования, включая оборудование для криптографии. Это дает основание автору данной идеи на получение значительного экономического эффекта для себя и своей команды.

На пути превращения идеи в продукт существуют риски, связанные развитием альтернативных средств для квантовой информатики, использующих иные физические принципы и математические алгоритмы. Базовая ситуация позволяет на основе предлагаемых принципов за счет средств программы «УМНИК» и последующего инновационного проекта создать устройства, конкурирующие с лучшими мировыми разработками по габаритам и весу, быстродействию и производительностью сопроцессора при решении математических задач повышенной сложности. Имеющиеся научные заделы [1-4] в части создания гиперкомплексных оптических эхо-процессоров и криптографических эхо-процессоров на основе задачи о

рюкзаке позволяют сделать вывод о наличии перспективы разработки уникального математического обеспечения на основе математических моделей, описывающих формирование различных сигналов ФЭ. Данные разработки по оптическим эхо-процессорам и математическому обеспечению для них позволяют рассчитывать на персональную рыночную нишу и обеспечить снятие выше обозначенных рисков. Существуют рыночные риски, связанные с потребностью больших финансовых вложений на ранних этапах производства продукта. Эти риски могут быть сняты за счет участия в проектах, финансируемых из федерального бюджета и венчурного капитала. Средств, полученных по программам «УМНИК» и «Старт», достаточно для создания компьютерной демонстрационной версии будущего продукта, по которому будет возможно оценить экономический эффект и масштабы рынка, заключить соглашения с внебюджетными инвесторами на софинансирование работ, поддерживаемых на паритетных условиях бюджетными научными инновационно-ориентированными программами.

Пути и способы защиты своих прав на интеллектуальную собственность и долю в предстоящем инновационно-технологическом бизнесе связываются с получением авторских прав на интеллектуальную собственность по новым техническим решениям и программным продуктам и защитой информации при тиражировании программного обеспечения разрабатываемых сопроцессоров.

Научная квалификация подтверждается базовым физическим образованием, опытом выполнения НИР по теоретической физике, включая работы по гранту РФФИ и публикациями по расчету режимов оптической обработки информации на основе фотонного эха [2-4]. При организации и проведения НИР по программе «УМНИК» будет использоваться потенциал студентов-дипломников физико-математического факультета. Продвижение получаемых результатов НИР на рынок и привлечение высококвалифицированных научных консультантов будет реализовано в рамках стратегии разработки и реализации инновационного проекта, рассчитанной на 5-7 лет. Будет использоваться личный опыт работы в качестве исполнителя проекта по программе «Старт 2007».

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И. Попов, А.Н. Леухин, А.М. Гладышев, Л.А. Корнилова // *Phys. Rev. E*. 2006.V. 70.№ 4. P. 482.
2. В.Т. Нигматуллина, И.И. Попов И.И., А.Н. Леухин // Сб. статей «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» - Казань, КГУ.-2006. - С.185.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЭХО И ПОСТРОЕНИЕ НА ЕГО ОСНОВЕ
МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ
ПРОЦЕССОВ В РАЗЛИЧНЫХ ПО НАСЫЩЕННОСТИ РАСТВОРАХ:
ВЫПОЛНЕНИЕ НИОКР В ЕДИНОМ ИННОВАЦИОННОМ ЦИКЛЕ

И.И. Попов, В.А. Козлова, В.Т. Нигматуллина, А.М. Гладышев,
К.М. Воробьев

ГОУ ВПО Марийский государственный университет

Сообщаются результаты фундаментальных исследований по изучению колебательных процессов в слабо концентрированном солевом растворе, возбуждаемых импульсами однородного электрического поля. При построении модели выполненных экспериментов используется факт не совпадения оси электрической поляризации и оси инерции частиц колебательной системы.

Частицы колебательной системы представляли собой мицеллы (ионы соли, окруженные поляризованными молекулами воды). При воздействии на раствор соли импульса электрического поля происходило выстраивание осей поляризации частиц колебательной системы вдоль направления приложения напряженности этого поля. При этом частицы, поворачиваясь в электрическом поле, получали механический момент, приводящий к прецессии оси инерции. После воздействия двух разнесенных во времени импульсов электрического поля в растворе формировались колебательные процессы, приводящие к формированию диэлектрического эха [1]. На примере растворов солей $NaCl$ и KCl , с различными разрешенными температурами гидратации показано, что параметры диэлектрического эха связаны с величиной температуры раствора, определяющей степень растворимости каждой из данных солей в воде. Для соли $NaCl$ разрешенная температура гидратации составляла порядка $23^\circ C$, а для соли KCl она имела значение порядка $74^\circ C$. При наступлении этих температур ионы соответствующих солей окружались полностью «шубой» из поляризованных молекул воды. Мицеллии представляли собой симметричные частицы без ярко выраженной электрической поляризации. При снижении температуры ниже значения соответствующей разрешенной температуры гидратации происходило разрушение мицелий, что приводило к процессам высаливания растворов (опреснению воды). При этом исчезали сигналы диэлектрического эха. В интервале температур, находящихся между разрешенной температуры гидратации и температурой высаливания раствора наблюдались хорошо регистрируемые сигналы диэлектрического эха. В этом случае мицелии представляли собой ионы соли, поверхность которых в произвольном порядке была частично покрыта поляризованными молекулами воды. При этом возникающая ось поляризации не совпадала с осью инерции этой частицы колебательной

системы. Тот факт, что в растворе соли $NaCl$ сигналы диэлектрического эха наблюдались в интервале температур от 20 до 22 °С, а в растворе соли KCl – при температурах от 70 до 72 °С, подтверждает правильность построения модели процесса формирования диэлектрического эха. Эти различия физико-химических свойств данных растворов имеют большое значение в биологии. Для температур, при которых функционируют мембраны биологических клеток ионы $NaCl$ и обладают гидрофильным свойством (не способностью проникать сквозь мембраны клеток) а ионы KCl – гидрофобным свойством (способностью проникать сквозь мембраны клеток). Именно благодаря этому обстоятельству обеспечивается создание электрического потенциала покоя на мембране клеток. Приводятся результаты экспериментов по исследованию диэлектрического эха в растворах этих солей.

Далее полученные результаты фундаментальных исследований рассматриваются как знания, на основе которых рождаются инновационные научные коммерциализуемые идеи. Дается сравнительная оценка научно-технической и инновационной политики, поясняются цели и задачи классической и инновационной НИР, формы фиксации интеллектуальной собственности. На примерах иллюстрируется суть технологического аудита научного коллектива. Демонстрируется процесс рождения инновационной научной коммерциализуемой идеи на основе выше приведенных результатов фундаментальных исследований, излагаются основные этапы составления инновационного проекта для участия в программе «У.М.Н.И.К.».

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И. Попов, А.М. Гладышев, В.А. Николаев. Диэлектрическое эхо в жидкости с газовыми пузырьками// Изв. РАН, сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1781.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ СУПЕРКОНТИНУУМОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

М.А. Бахтин

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

Вопросы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с веществом исследуются с момента появления лазерных систем, способных генерировать подобные импульсы. Однако, зачастую, исследования в этой области ограничиваются рассмотрением самовоздействия одиночных лазерных импульсов в различных нелинейных средах. При этом множество частотных компонент участвующих во взаимодействии ограничивается только теми, которые были сгенерированы по мере прохождения импульсом нелинейной среды. Расширить это множество спектральных компонент можно рассмотрением не одного, а двух и более фемтосекундных импульсов с различными спектральными составами, при этом возможно получение источников излучения с принципиально новыми характеристиками.

В данной работе исследуется взаимодействие двух фемтосекундных импульсов с различным спектральным составом при прохождении их «друг через друга» из-за различных групповых скоростей в оптическом волокне из кварцевого стекла, а также в объемном кварцевом стекле.

Для анализа такого взаимодействия был выбран теоретический подход, основанный на рассмотрении динамики непосредственно поля излучения. Уравнение, описывающее эволюцию линейно поляризованного поля излучения в оптическом волокне с нерезонансной дисперсией и электронной нелинейностью, можно записать в виде [1]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E d\tau + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля импульса; N_0 , a , b – дисперсионные константы среды; g – параметр, связанный с нелинейным показателем преломления n_2 выражением $g=2n_2/c$.

На Рис.1 приведены типичные результаты численных расчетов динамики нелинейного взаимодействия импульсов титан-сапфирового лазера на основной и удвоенной частотах ($\lambda_1=2\pi c/\omega_1=780\text{нм}$; $\lambda_2=2\pi c/\omega_2=390\text{нм}$; длины импульсов $T_1=T_2=15\text{фс}$; интенсивности $I_1=I_2=2\cdot 10^{13}\text{Вт/см}^2$; временная дистанция между импульсами на входе в среду $\Delta t=30\text{фс}$) в оптическом волокне из кварцевого стекла. Для наглядности на рисунке отображена огибающая электрического поля $A(z,t)$, само поле излучения $E(t)$ в центре сформировавшейся структуры

представлено на врезке. Как видно из рисунка, в нелинейной среде длительность импульсов увеличивается, при их временном перекрытии образуется последовательность более чем десятка сверхкоротких импульсов. Частотой повторения импульсов и общей длиной последовательности можно легко управлять, меняя дистанцию между взаимодействующими импульсами на входе в среду.

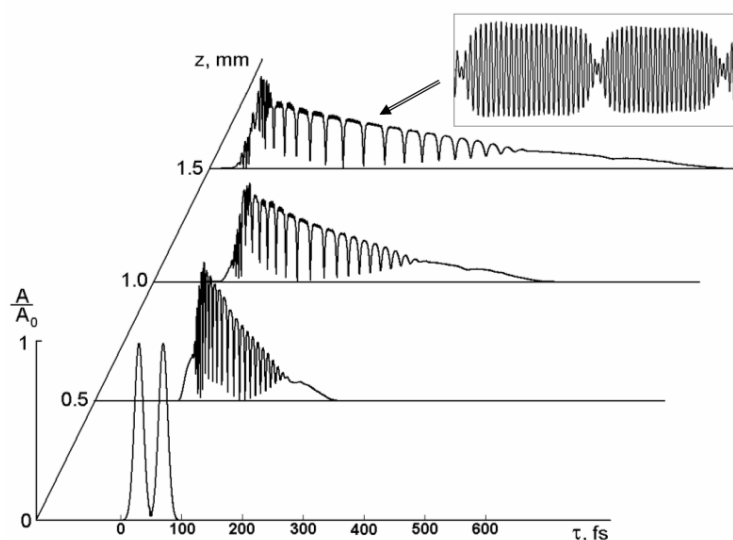


Рис. 1. Динамика взаимодействия двух 15-фемтосекндных импульсов, имеющих на входе в среду центральные длины волн 780 нм и 390 нм, в отрезке оптического волокна из кварцевого стекла. Для наглядности изображена огибающая электрического поля.

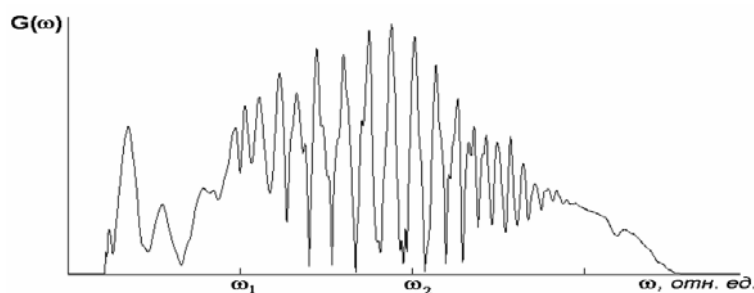


Рис. 2. Спектральная плотность сформировавшейся полевой структуры.

Соответствующий полученной временной структуре спектральный суперконтинуум (Рис. 2) имеет квазидискретный характер, при этом каждому «пичку» в спектре соответствует свой импульс в последовательности и, фильтруя спектр последовательности полосовым фильтром, можно «вырезать» отдельные импульсы в этой последовательности [2].

Аналогичные результаты были получены при анализе взаимодействия двух импульсов с различными центральными длинами волн в объемном

кварцевом стекле. Уравнение (1) для объемных сред необходимо модифицировать следующим образом:

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

где Δ_{\perp} - поперечный лапласиан.

На Рис. 3. представлена динамика взаимодействия в объемном кварцевом стекле двух 26-фемтосекундных импульсов имеющих на входе в среду в среду центральные длины волн 780 нм и 390 нм и интенсивности $7.5 \cdot 10^{12}$ Вт/см². В этом случае так же образуется последовательность из сверхкоротких импульсов, при этом из-за наличия самофокусировки эта последовательность локализуется вблизи оси пучка.

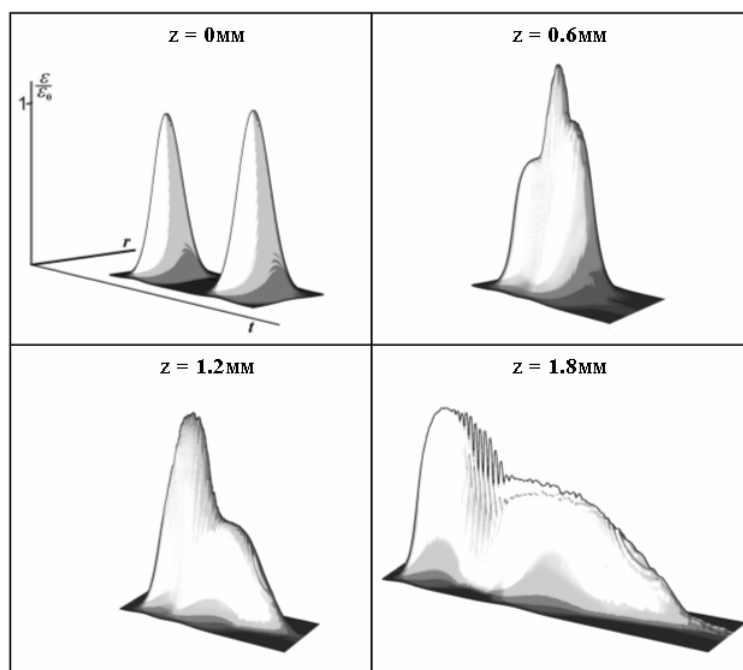


Рис. 3. Динамика взаимодействия двух 26-фемтосекундных импульсов, имеющих на входе в среду центральные длины волн 780 нм и 390 нм, в объемном кварцевом стекле. На рисунках для наглядности представлена огибающая электрического поля, достроенная численно.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, С.В. Сазонов. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах // ЖЭТФ. 1997. Т.111. В.2. С. 408.
2. М.А. Бахтин, С.А. Козлов. Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 98. № 3. С. 425.

**ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛИМЕРНЫХ
ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ:
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЭХО-СПЕКТРОСКОПИЯ И ВОЗМОЖНОСТЬ
КОГЕРЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ**

В.В. Самарцев

Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН

Лекция посвящена обсуждению физических принципов формирования фемтосекундного фотонного эха в твердотельных аморфных средах, легированных молекулами красителя, при азотной и комнатной температурах. Излагаются результаты фемтосекундных эхо-экспериментов, выполненных в КФТИ КазНЦ РАН на легированных полимерных пленках на длине волны 793 нм. Особое внимание уделено анализу кривых временных спадов сигналов фемтосекундного первичного и стимулированного фотонного эха, а также исследованию спектральных особенностей этих эхо-сигналов. Сообщается об обнаружении коротковолновых сдвигов спектров фемтосекундных эхо-сигналов по отношению к спектрам возбуждающих фемтосекундных лазерных импульсов длительностью 65 фс. Изучение физических причин наличия таких сдвигов показало, что в определенных условиях возможно достижение в вышеуказанных образцах режима когерентного оптического охлаждения.

Исследования поддержаны грантом РФФИ № 05-02-16003а, а также программами Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты».

ЗАПЕРТОЕ И ДВУГОРБОЕ ФОТОННЫЕ ЭХО - СИГНАЛЫ В РУБИНЕ

А.А. Батранина

Казанский Государственный Университет, физический факультет

В работе [1] Лиано и Хартманн сообщали о наблюдении в кристалле рубина сигналов «запертого» и двугорбого фотонных эхо; концентрация ионов Cr^{3+} составляла 0,005 мас.%. При возбуждении запертого светового эха образец, находившийся в оптическом криостате при температуре жидкого гелия, подвергался резонансному воздействию двух разнесенных во времени лазерных импульсов, первый из которых имел длительность $\Delta t_1 = 80$ нс ($\pi/2$ -импульс), а второй $\Delta t_2 = 4$ мкс (25π -импульс). Сигнал эха генерировался образом в направлении волнового вектора

$$\vec{k} = 2\vec{k}_2 - \vec{k}_1 \quad (1)$$

в момент времени

$$\tau = 2\tau + \Delta t_2, \quad (2)$$

где τ - интервал времени между центром первого импульса и началом второго прямоугольного импульса.

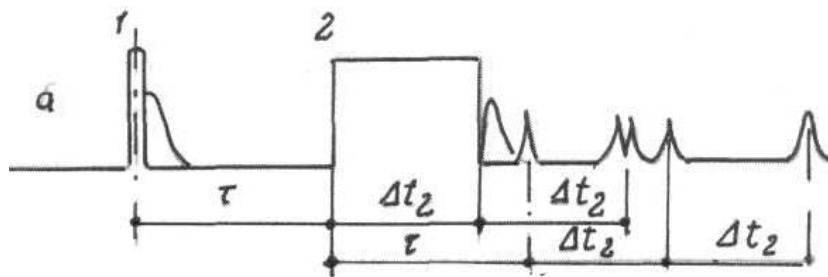


Рис. 1. Двухимпульсное возбуждение запертого двугорбого эха.

Отметим, что время релаксации T_2 в рубине при температуре жидкого гелия при концентрации ионов Cr^{3+} в магнитном поле $H_0 = 3$ кГс составляет 1-3 мкс, а время релаксации $T_1 = 4$ мкс. В этих условиях сам факт наблюдения эхо-сигнала говорит о том, что резонансная система оказывается как бы «запертой» от воздействия процессов поперечной необратимой релаксации в течение длительности второго импульса, ограничение на которую накладывалось теперь временем релаксации T_1 (как в случае стимулированного эха). Авторы [1] назвали этот эхо-сигнал «запертым» фотонным эхо.

Если короткий и протяженный сигналы поменять местами, то в момент времени

$$\tau = 2\tau + \Delta t_1 \quad (3)$$

(в эксперименте [1] $\Delta t_1 = 500$ нс, $\tau = 300 \div 400$ нс) резонансная среда высвечивает сигнал двугорбого фотонного эха в направлении волнового вектора

$$\vec{k} = 2\vec{k}_2 - \vec{k}_1 \quad (4)$$

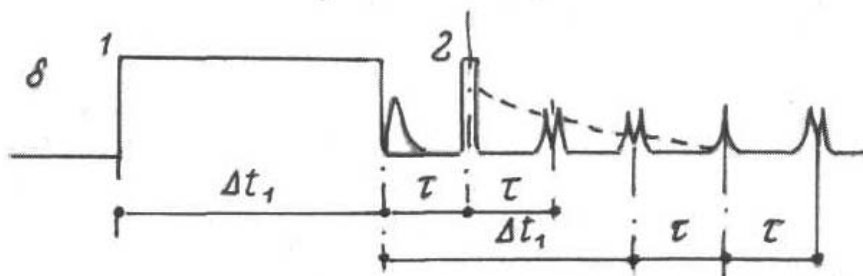


Рис. 2. Возбуждение двугорбого фотонного эха.

Особенность всех этих экспериментов состоит в частичном возбуждении неоднородно-уширенной линии узким спектром излучения возбуждающего генератора.

Для описания теории экспериментов по запертому и двугорбому эхо мы рассчитали матрицу плотности, используя гамильтониан двухуровневой системы с учетом ее взаимодействия с полем возбуждающих импульсов и локальными полями при решении уравнения Лиувилля:

$$\frac{d\rho}{dt} = i\hbar^{-1}[H, \rho] \quad (5)$$

где матрица ρ и гамильтониан H записаны в представлении взаимодействия. Решение этого уравнения имеет следующий вид:

$$\rho(t) = L(t)\rho_0L(t)^{-1} \quad (6)$$

Если матрица плотности определена с помощью рекуррентных соотношений, то можно рассчитать интенсивность оптических когерентных сигналов и исследовать их временную форму

В данной работе был проведен численный анализ формы сигналов запертых и двугорбых фотонных эхо в рамках теории [2], учитывающей обратимую дефазировку псевдоэлектрических диполей, как между

импульсами, так и в течение импульсов, а также осуществлялось аналитическое изучение формы этих сигналов.

Таким образом, в рамках развитой теории, учитывающей расфазировку элементарных псевдоэлектрических диполей во время действия импульсов, находят объяснение все отклики, наблюдаемые в [1]. Данная теория в аналитической форме задает положение экстремальных точек («горбов»), описывает кинетику деформации формы откликов с увеличением длительности любого из возбуждающих импульсов. В методике фотонного эха именно экстремальные точки используются для получения информации о конкретном спектральном участке неоднородно-уширенной линии. Поэтому результаты данной работы представляют интерес с точки зрения использования методики фотонного эха в оптической спектроскопии высокого разрешения.

Кроме того, можно предсказать ряд новых когерентных откликов, форма которых отличается от формы эхо-сигналов при короткоимпульсном возбуждении. Эти отклики представляют интерес с точки зрения их использования в ячейках памяти оптических вычислительных машин, в динамической голографии и квантовых счетчиках. Они перспективны для использования в методике фотонного эха в режиме двойных резонансов, когда радиочастотная накачка ядер осуществляется в продолжение второго протяженного лазерного импульса.

Фактически, предложен метод управления формой сигналов, задавая определенные параметры возбуждающих импульсов. Это может оказаться важным в устройствах оптической обработки информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.F. Liao, S. R. Hartmann // Phys. Rev. A. 1973. V. 44. No 5. P. 361.
2. Э.А. Манькин В.В. Самарцев "Оптическая эхо-спектроскопия" М.: Наука, 1984

АНТИСТОКСОВО ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В
ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ
РЕЖИМА КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НА ЕГО
ОСНОВЕ

А.Ю. Воробьев¹, С.В. Петрушкин², В.В. Самарцев²

¹*Казанский государственный университет,*

²*Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН*

Работа посвящена развитию теории антистоксового фемтосекундного фотонного эха в пленках поливинилбутираля, легированных молекулами фталоцианина, при высоких температурах и объяснению на основе этой теории результатов экспериментов по фемтосекундному фотонному эхо, выполненных в КФТИ КазНЦ РАН. Особое внимание уделено разработке физических принципов фемтосекундного когерентного охлаждения подобных пленок и возможности создания на их основе твердотельных оптических рефрижераторов. Проанализирован также стационарный антистоксов режим когерентного охлаждения вышеуказанных полимерных пленок в режиме блоховской фотонной индукции.

Исследования поддержаны грантами РФФИ № 05-02-16003а и № 07-02-00883а, а также программами Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты».

НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В РУБИНЕ

В.А. Зуйков¹, К.Р. Каримуллин^{1,2}, И.З. Латыпов^{1,2}, Т.Г. Митрофанова¹,
В.В. Самарцев¹, А.М. Шегеда¹, А.В. Шкалик¹

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН

²Казанский государственный университет

Методы линейной оптической спектроскопии, как правило, не позволяют получать информацию, скрытую неоднородным уширением. Нелинейная оптическая спектроскопия, позволяет “снять” неоднородное уширение спектральных линий. Использование в оптике импульсов пико- и фемтосекундной длительности позволяет получать информацию о быстропротекающих релаксационных процессах и соответствующих им однородных ширинах линий. Хорошо известен метод когерентной фотонной эхо спектроскопии [1]. Разрабатываемый в настоящее время метод некогерентного фотонного эхо (НФЭ) [2], обладающий фемтосекундным временным разрешением, позволит не только существенно упростить процесс определения времен фазовой релаксации, но также даст возможность исследовать быстропротекающие процессы (например, спектральную диффузию и электрон-туннельное взаимодействие) в широком диапазоне температур.

Перспективы технических приложений когерентных оптических переходных явлений связаны с созданием оптических запоминающих устройств, оптических эхо-процессоров и реализацией эхо-голографии. Практическая значимость исследований твердотельных примесных материалов методами когерентного и некогерентного фотонного эхо заключается в возможности поиска и отбора перспективных носителей информации для оптических эхо-процессоров [3].

Фотонное эхо (ФЭ) принято относить к классу когерентных оптических переходных явлений. В традиционной схеме возбуждения ФЭ задержка одного из возбуждающих импульсов относительно другого осуществляется в оптической линии задержек, при этом, первый импульс воздействует непосредственно на образец. В этих условиях разность фаз импульсов на входе в образец оказывается заданной и стабильной, а сами импульсы являются взаимно когерентными. В случае возбуждения эхо-сигнала двумя независимыми импульсными источниками широкополосного света, такая взаимная когерентность отсутствует, но, тем не менее, фотонное эхо наблюдается. В работе [2] Р. Беч и С. Хартман сообщали о наблюдении некогерентного фотонного эхо в парах атомарного натрия в условиях возбуждения с помощью двух независимых импульсных источников широкополосного оптического излучения с шириной полосы 10 ГГц. Физика НФЭ была впервые исследована в работе [4], где справедливо отмечается, что временное разрешение методики ФЭ

определяется в общем случае не длительностью возбуждающих импульсов, а временем когерентности излучения источника (т.е. обратной шириной спектра его излучения).

Некогерентное фотонное эхо наблюдалось нами в кристалле рубина, при условиях, когда один из возбуждающих импульсов подавался на образец через оптоволокно [5]. Перестраиваемый лазер на красителе (охазин 1) с частотой повторения импульсов 12 Гц, накачиваемый второй гармоникой лазера YAG:Nd^{3+} , был использован в качестве широкополосного источника возбуждения НФЭ в образце рубина с концентрацией ионов хрома 0,16 ат.%. Образец (толщиной 5 мм) находился в оптическом криостате при температуре $T=1,7$ К. Лазерный широкополосный импульс мощностью 6 кВт и длительностью 8 нс делился с помощью полупрозрачного зеркала на два импульса, первый из которых с помощью микролинзы направлялся и проходил через оптоволокно диаметром $D=100$ мкм и длиной $L=3$ м, а затем с помощью микролинзы и большой линзы направлялся к исследуемому образцу рубина. Второй импульс сначала попадал в обычную оптическую линию задержек, а из нее с помощью глухого зеркала и большой линзы этот импульс направлялся на исследуемую область образца. Пройдя образец, второй импульс отражался от зеркала и распространялся вновь к образцу, поэтому сигнал эха был обращенным [1]. Сигнал эха с фотоприемника (типа ЭЛУ-ФТ) попадал в цифровой осциллограф Tektronics TDS 2022, связанный с персональным компьютером. Для регистрации, накопления и обработки сигналов, а также для записи спектров с помощью монохроматора, был изготовлен автоматизированный вычислительный комплекс. Мы засняли осциллограмму сигналов НФЭ (на фоне ослабленных возбуждающих импульсов) на длине волны 6934,3 Å, а также исследовали зависимость интенсивности НФЭ от длины волны при ее сканировании в пределах R_1 – линии поглощения в рубине.

Представляют интерес результаты исследования спектров фотонного эхо, приведенные на рис. 1. Четко виден "провал" в спектрах (по форме совпадающий с R_1 –линией), объясненный тому обстоятельству, что энергия второго импульса в ходе формирования стоячей волны практически полностью поглощается ионами хрома в центре R_1 –линии, причем настолько, что второй импульс и, тем более, эхо-сигнал не могут "выбраться" из образца. Для обоих спектров характерен центральный "провал" разной спектральной ширины, однако крылья спектров существенно отличаются. Мы также сделали попытку исследовать кривую временного спада НФЭ. К сожалению, из-за слабости НФЭ, нам удалось снять лишь три точки на кривой спада. Тем не менее, мы получили значение времени фазовой релаксации: $T_2 = 98 \pm 4$ нс.

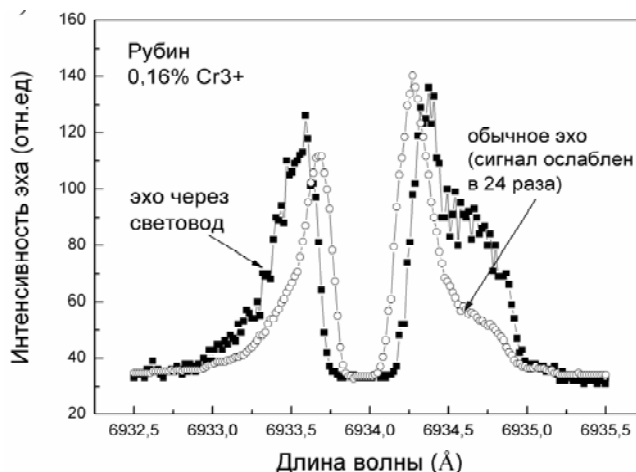


Рис. 1. Спектральная зависимость сигналов когерентного и некогерентного фотонного эха.

Введение в когерентную фотонную эхо-спектроскопию некогерентных методов позволит существенно расширить температурный диапазон и исследовать быстропротекающие релаксационные процессы при высоких температурах (вплоть до комнатных и выше). Важным дополнительным преимуществом метода НФЭ является возможность полностью устранить нежелательные эффекты, связанные с высокой импульсной мощностью (реализовать условия “мягкого” возбуждения сигналов ФЭ). Очень важно также, что экспериментальное оборудование для реализации метода НФЭ намного дешевле оборудования необходимого для реализации фемтосекундной версии метода ФЭ, а создание установки технически намного проще.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16003-а, 05-02-16169-а и 04-02-81009-Бел-2004а), Президиума РАН (программа «Квантовая макрофизика») и ОФН РАН (программа «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты»).

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А. Манькин, В.В. Самарцев «Оптическая эхо-спектроскопия» М.: Наука, 1984.
2. R. Beach, S.R. Hartmann // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 663.
3. К.Р. Каримуллин, В.А. Зуйков, В.В. Самарцев. Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. Сб. тр. – Казань, 2004. – С. 301.
4. Ю.Г. Вайнер “Динамика неупорядоченных молекулярных твердотельных сред: исследования методами фотонного эха и спектроскопии одиночных молекул” (докторская диссертация). – Троицк: ИС РАН, 2005.
5. V.V. Samartsev, A.M. Shegeda, A.V. Shkalikov, K.R. Karimullin, T.G. Mitrofanova and V.A. Zuikov // Laser Phys. Lett. 2007. V. 4. P. 534.

БИЕНИЯ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ПЕРВИЧНОГО ФОТОННОГО ЭХА В РУБИНЕ, ОБЯЗАННОЕ СВЕРХТОНКОМУ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОМУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ТРЕХВАЛЕНТНЫХ ИОНОВ ИЗОТОПА «ХРОМ-53»

И.З. Латыпов*, А.В. Шкаликов, А.М. Шегеда, В.В. Самарцев
¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН
²Казанский государственный университет

Экспериментально установлено, что кристалл рубина (как с естественным содержанием изотопов хрома, так и специально обогащенный изотопом «хром-53») в условиях двухимпульсного резонансного воздействия на него лазера на красителе излучает сигнал первичного фотонного эха (ПФЭ). Детектирование оптических откликов производилось с помощью автоматизированного комплекса включающего в себя стробоскопический осциллограф. Эксперимент проводился при температуре жидкого гелия на длине волны 693,4 нм. Показано, что временная форма сигнала ПФЭ испытывает биения, обязанные сверхтонкому (электронно-ядерному) взаимодействию ионов изотопа «хром-53». Развита теория, объясняющая появление этих биений, и продемонстрировано, что их анализ позволяет получать значения сверхтонких расщеплений.

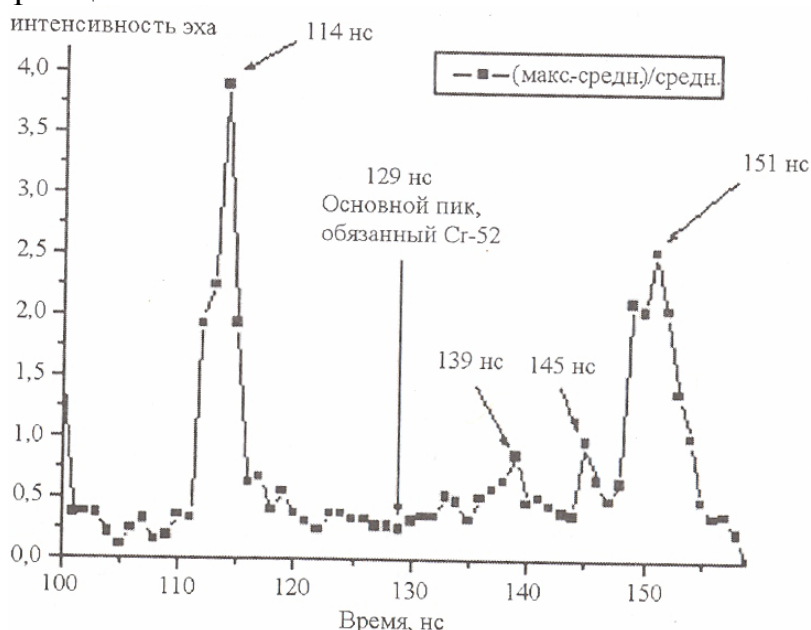


Рис. 1 Результаты статистического анализа данных эксперимента по поиску сателлитов ПФЭ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16003-а, 05-02-16169-а и 04-02-81009-Бел-2004а), Президиума РАН (программа «Квантовая макрофизика») и ОФН РАН (программа «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты»).

ГАУССОВЫ ПУЧКИ СВЕТА: НОВЫЕ АСПЕКТЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ

В.Г. Волостников, Е.Г. Абрамочкин

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

Рассмотрены теоретические и экспериментальные результаты исследования лазерных пучков, сохраняющих структуру интенсивности при фокусировке и распространении. Приведено описание семейства лазерных пучков, названных спиральными, интенсивность которых остается неизменной при распространении с точностью до масштаба и вращения. Лазерные моды Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса являются частным случаем спиральных пучков с нулевым вращением. Решена задача синтеза спиральных пучков с распределением интенсивности в форме произвольной плоской кривой, что позволяет весьма гибко менять их форму при сохранении структурной устойчивости, и представляет существенный интерес для лазерной медицины, технологии и микробиологии.

Теоретически разработан и экспериментально реализован ряд методов синтеза спиральных пучков. В частности, на основе впервые найденных закономерностей преобразования пучков Эрмита-Гаусса в пучки Лагерра-Гаусса показано, что задача синтеза пучков в виде кривых сводится к формированию одномерных по структуре световых полей и их последующему преобразованию с помощью цилиндрической (астигматической) оптики. Отмечена принципиальная возможность создания лазеров, непосредственным результатом генерации которых без дополнительной нестандартной оптики будут пучки с заданными свойствами.

Использование фазовой структуры спиральных пучков с заданным распределением интенсивности как базовой дает новый подход и к известной задаче синтеза чисто фазовых элементов для фокусировки в кривые. Обычно базовые решения ищутся на основе метода стационарной фазы. Можно показать, что решения на базе спиральных пучков невозможно получить таким образом. Характерной чертой получаемых решений является их однотипный топологический характер и наличие существенного количества фазовых сингулярностей (вихрей), что указывает на их родство со спиральными пучками. Таким образом, создана теоретическая и экспериментальная основа принципиально новых возможностей целенаправленного «конструирования» лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Волостников, Е.Г. Абрамочкин. Спиральные пучки света // УФН, 2004. №12. Т. 174. С. 1273.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ГИСТЕРЕЗИСНОЙ СРЕДЕ

Ал.С. Киселев¹, Ан.С. Киселев¹, Н.Н. Розанов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
механики и оптики, Санкт-Петербург, 197101 Россия

²ФГУП «НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, 199034 Россия

В классическом случае описание движения электрона подчиняется линейной модели Друде-Лоренца, согласно которой молекула представляется в виде гармонического осциллятора [1]. В действительности в сильном электромагнитном поле наблюдается ангармоничность колебаний электрона и его движение описывается уже нелинейным уравнением. В случае centrosymmetricной среды это уравнение представляет собой модель нелинейного осциллятора Дюффинга

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} P + \gamma \frac{\partial}{\partial z} P + \omega_0^2 P - \kappa P^3 = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E,$$

где γ – коэффициент затухания колебаний, ω_0 – резонансная частота нормального колебания электрона, κ – коэффициент нелинейности, $\omega_p^2 = 4\pi N \frac{e^2}{m}$ – плазменная частота, N – концентрация молекул, e, m – заряд и масса электрона.

Распространение импульса в такой системе описывается волновым уравнением для скалярной напряженности электрического поля.

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P,$$

где z – продольная координата, t – время, c – скорость света в вакууме.

В случае возбуждения среды импульсом из большого числа колебаний электрического поля гистерезисные скачки будут иметь плавный фронт из-за конечного времени установления амплитуды колебаний поляризации среды. Далее на Рис. 1 представлена зависимость поляризации среды в

случае падения на нее импульса с гауссовым профилем амплитуды от времени. Как видно из рисунка, на переднем фронте импульса поляризации наблюдается достаточно резкое (хотя и не скачкообразное) изменение амплитуды колебаний, что вызовет отражение излучения, распространение которого также описывается волновым уравнением. Так как отраженная волна мала по сравнению с исходным импульсом, то в дальнейшем она будет распространяться в среде, где нелинейные эффекты проявлены слабо.

При распространении основного импульса за счет отражения излучения с переднего фронта пучка будет происходить уменьшение его длительности и пиковой интенсивности до тех пор, пока не перестанут быть существенными гистерезисные эффекты в рамках данной модели. Критическое значение интенсивности излучения связано гистерезисным скачком восприимчивости среды.

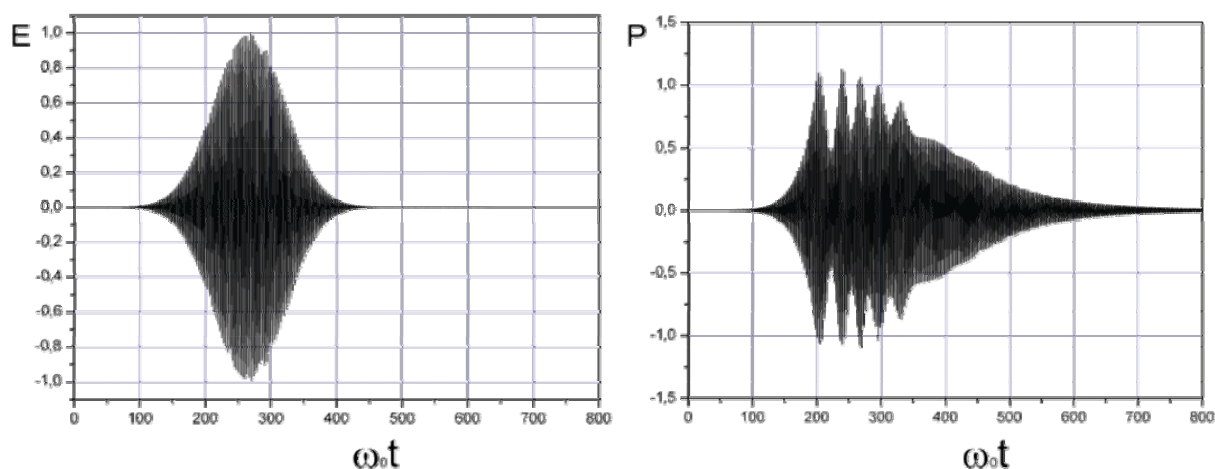


Рис. 1. Временные профили импульсов электрического поля (слева) и поляризации среды (справа).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков “Теория волн” М.: Наука, 1979.

МОДАЛЬНЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ КОРРЕКТОРЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

С.П. Котова, С.А. Самагин

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

Жидкокристаллические (ЖК) оптические адаптивные устройства характеризуются малыми управляющими напряжениями, технологичностью изготовления, относительно низкой стоимостью и представляют значительный интерес для использования в недорогих системах адаптивной оптики в астрономии, медицине и промышленности.

В докладе дан обзор результатов по разработке нового класса уникальных жидкокристаллических устройств – модальных корректоров волнового фронта. Представлены история их открытия, конструкция, физические принципы, лежащие в основе их действия, и их главные функциональные особенности. Приведены как ставшие классическими результаты по электрически управляемым адаптивным линзам, так и данные по сравнительно новым типам модальных корректоров – многоканальным корректорам волнового фронта и адаптивным линзам с оптическим управлением.

Разработаны и созданы электрически управляемые линзы, меняющие фокусное расстояние от ∞ до 50 см в зависимости от частоты и амплитуды приложенного напряжения. В модальных ЖК линзах нежелательные aberrации могут быть минимизированы введением дополнительных параметров управления: частоты и сдвига фаз между управляющими напряжениями, а также дополнительных гармонических составляющих в управляющее напряжение. Наряду с электрически управляемыми ЖК линзами были реализованы линзы с оптическим управлением. Фокусное расстояние в них зависит от интенсивности падающего на линзу излучения. Продемонстрирована возможность построения на основе оптически управляемых линз системы автокомпенсации дефокусировки светового пучка и фоточувствительного дефлектора.

Для формирования волновых фронтов сложной формы нами разработаны многоканальные модальные корректоры на основе стеклянной подложки с внедренными контактами и резистивным слоем. Созданы образцы 37- канальных корректоров с оптической апертурой 30 и 70 мм, а также 61- канальный корректор с апертурой 40 мм. Показана возможность компенсации aberrаций низкого порядка и искажений, моделирующих турбулентность атмосферы. Предложен и экспериментально подтвержден новый подход в создании модальных ЖК корректоров на основе толстых слоев диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью. Разработаны и созданы лабораторные образцы корректора на основе керамики.

КАСКАДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В КВАДРАТИЧНОЙ СРЕДЕ

А.К. Сухорукова¹, А.П. Сухоруков², В.Е. Лобанов²

¹Московский государственный геологоразведочный университет

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Периодические решетки, наведенные в нелинейных средах, имеют ряд преимуществ перед решетками, изготовленными с помощью традиционных для оптики методов: литографии, модификации материала, внедрения других веществ и т.д. В индуцированных решетках можно менять глубину и период модуляции показателя преломления, меняя интенсивность и угол схождения волн накачки. Тем самым можно управлять дискретной дифракцией и волноводным распространением узких лазерных пучков.

Наиболее исследованными являются периодические структуры, состоящие из слабо связанных пространственных солитонов. Для их создания используются фоторефрактивные кристаллы, обладающих большой нелинейностью керровского типа [1], а также квадратичные кристаллы в режиме генерации второй гармоники [2].

Однако солитонная решетка неустойчива из-за взаимодействия соседних элементов: солитоны, параллельные вблизи границы не остаются параллельными при дальнейшем распространении в нелинейной среде. Эта особенность искажения солитонной решетки обнаружена уже в первых экспериментах [1]. Для ослабления этого эффекта пришлось раздвигать солитоны на расстояние большее, чем 30 мкм [3, 4]. Однако при этом связь между солитонами становилась чрезвычайно малой и длина кристалла для наблюдения управляемой дискретной дифракции должна быть не менее 1 см. Это делает эксперименты с протяженными фоторефрактивными решетками трудно выполнимыми, потому что максимальные длины фоторефрактивных кристаллов порядка 2 см. Взаимодействия солитонов уменьшается при использовании пространственно-некогерентного света, но для формирования решетки некогерентных солитонов требуется большая нелинейность [5].

Нами предложен метод каскадной генерации несолитонной решетки в среде с квадратичной нелинейностью. Ранее мы исследовали каскадный механизм для параметрического отражения сигнала от пучка накачки в дефокусирующем режиме [6].

Анализ трехволнового взаимодействия $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ с большой расстройкой волновых векторов показывает, что благодаря каскадному механизму среда становится оптически неоднородной для сигнала. Нами было выведено следующее уравнение для огибающей сигнальной волны:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i d_2 \Delta_{\perp} A_2 = i k_2 n_{nl}(x, y, z) A_2, \quad n_{nl} = -[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] |A_1(x, y, z)|^2, \quad (1)$$

где $\Delta k = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z}$ - расстройка волновых векторов вдоль оси z , $\gamma_j = 2\pi \vec{e}_1 \hat{\chi}^{(2)} \vec{e}_2 \vec{e}_3 \omega_j / (c n_j)$ - коэффициент нелинейности, $D_2 = 1 / (2k_2 w_1^2)$ - коэффициент обычной дифракции. Профиль неоднородности $n_{nl}(x, y, z)$ повторяет распределение интенсивности накачки.

Первоначально синусоидальная решетка создается на частоте накачки ω_1 путем интерференции двух волн, скрещенных под углом 2θ :

$$A_1 = 2E_1 \sin(k_1 \theta x) \exp(i k_1 \theta^2 z / 2). \quad (2)$$

Поле накачки (2) наводит на сигнальной частоте решетку

$$n_{nl} = -[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] E_1^2 \sin^2(k_1 \theta x). \quad (3)$$

Период решетки $d_1 = \pi / (k_1 \theta)$ выбирается так, чтобы в поперечном сечении размером $L = N d_1$ образовывалась стоячая волна, не подверженная дифракционным искажениям. Своеобразие каскадно-индуцированной решетки заключается в том, что она проявляется в нелинейной среде только при наличии сигнальной волны. Это объясняется тем, что первое звено в каскаде связано с генерацией суммарной волны с амплитудой $A_3 = (\gamma_3 / \Delta k) A_1(x) A_2$. И только затем суммарная волна вместе с накачкой изменяет показатель преломления на сигнальной частоте, см. (1, 3).

Нами проведено численное моделирование распространения волны в каскадной решетке при различных интенсивностях низкочастотной накачки. Сигнальный пучок шириной $w_2 = d_1 / 2$ подавался в центральный волновод:

$$A_2(x) = E_2 \exp(-x^2 / w_2^2). \quad (4)$$

При средней глубине модуляции каскадно-индуцированной решетки наблюдается дискретная дифракция пучка на сигнальной частоте (рис. 1). Распределение поля вдали от входной грани кристалла хорошо описывается известной формулой через функцию Бесселя: $A_n(z) = J_n(2\alpha z)$, где n - номер волновода, α - коэффициент связи волноводов.

При увеличении интенсивности накачки глубина модуляции решетки возрастает, и пучок на сигнальной частоте распространяется по центральному волноводу без расходимости, сохраняя свой профиль (рис. 2).

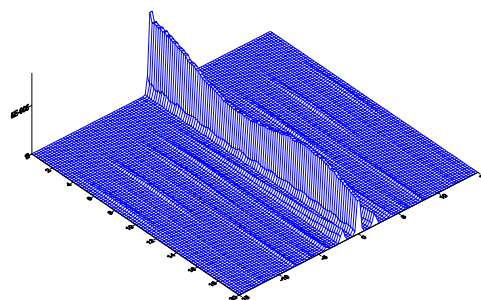
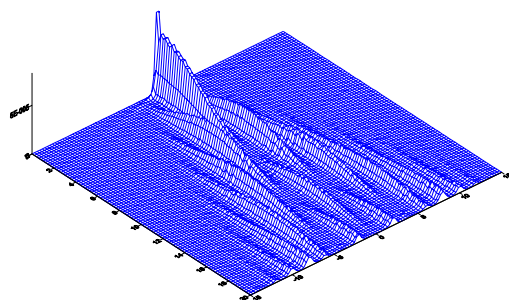
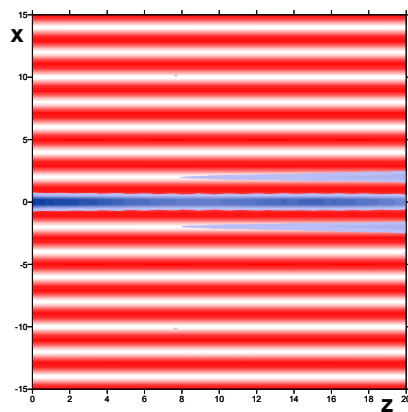
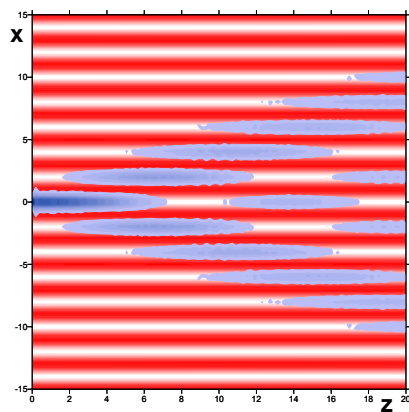


Рис. 1. Дискретная дифракция гауссова пучка (4) (синий цвет) в каскадно - индуцированной решетке(красный цвет) при $\gamma_1 = 15$, $D_2 = 1$.

Рис. 2. Волноводное распространение сигнальной волны в каскадно - индуцированной решетке при $\gamma_1 = 32$, $D_2 = 1$

Работа выполнена при поддержке грантами НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Lan, E. Del Re, Z. Chen, M. Shih and M. Segev // Opt. Lett. 1999. V. 24. P. 475.
2. A.P. Sukhorukov, D.A. Chuprakov // Laser Physics 2005. V. 52. № 4. P. 582.
3. A. Guo, M. Henry, G.J. Salamo, M. Segev, and G.L. Wood // Opt. Lett. 2001. V. 26. P. 1274.
4. J. Petter, J. Schroder, D. Trager, and C. Denz // Opt. Lett. 2003. V. 28. P. 438.
5. H. Martin, E.D. Eugenieva, Z. Chen, and D.N. Christodoulides // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 123902.
6. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.

ОСОБЕННОСТИ ОТТАЛКИВАНИЯ ПУЧКОВ В СРЕДАХ
С ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮА.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Процессы нелинейного отражения оптических пучков в несолитонном режиме привлекают большое внимание в последнее время в связи с возможностью создания на их основе новых быстродействующих телекоммуникационных устройств. Подобные эффекты уже были изучены в однородных [1] и дискретных [2] квадратично-нелинейных средах и в фоторефрактивных кристаллах [3]. Однако в средах с нелокальным откликом, например, с тепловой нелинейностью [4], они приобретают интересные особенности.

Рассмотрим следующий процесс: мощный пучок накачки, распространяясь в среде с дефокусирующей тепловой нелинейностью, нагревает её, создавая неоднородное распределение температуры T в поперечном сечении кристалла. В результате возникает градиент показателя преломления, что при определенных условиях может привести к отражению слабого сигнального пучка, распространяющегося под углом накачки.

Изучим стационарный процесс в планарной геометрии с помощью системы уравнений для медленно меняющихся амплитуд пучков $A_j(x, z)$ и уравнения Пуассона для распределения температуры:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} &= -i\alpha_1 T A_1 - \delta_1 A_1, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} &= -i\alpha_2 T A_2 - \delta_2 A_2, \\ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= -\delta'_1 |A_1|^2 - \delta'_2 |A_2|^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Так как среда дефокусирующая, то $\alpha_{1,2} < 0$. Будем считать, что на длине кристалла поглощением можно пренебречь, то есть $\delta_{1,2} = 0$. Запишем граничные условия в следующем виде: $A_1(0) = E_1 \exp\{-(x - L/2)^2/w_1^2\}$, $A_2(0) = E_2 \exp\{-(x - L/2 - d)^2/w_2^2 + ik_2 \theta_2 x\}$, $T(0) = T(L) = 0$. По аналогии с работами [1, 2] для сигнального пучка неоднородность показателя преломления можно выразить следующим образом:

$$n_{nl} = -\alpha_2 T / k_2. \quad (2)$$

В данном случае заметную роль играет нелокальность тепловой нелинейности, проявляющаяся в том, что в отличие от подобных процессов в квадратичных и кубических средах профиль неоднородности не повторяет распределение интенсивности накачки, а определяется её амплитудой и граничными условиями [4].

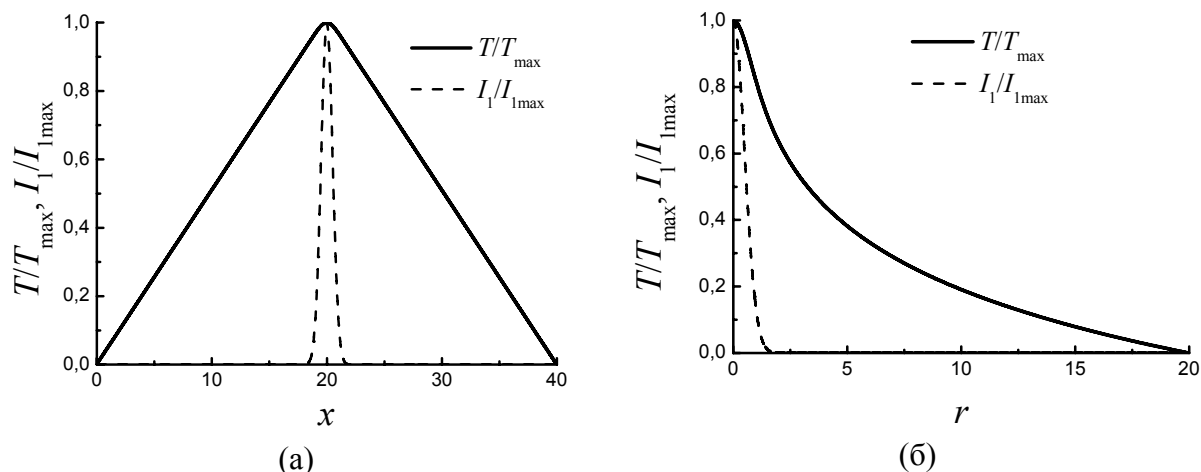


Рис. 1. Нормированные распределения температуры и интенсивности накачки (а) в планарной геометрии, (б) для осесимметричного пучка накачки в цилиндрической области.

Будем считать, что профиль накачки постоянен и её интенсивность значительно превосходит интенсивность сигнала, тогда вне пучка накачки имеем $\frac{\partial T}{\partial x} = -\delta'_1 \int |A_1|^2 dx \approx const \approx -0.5\delta'_1 P_1$ (рис. 1а). Используя методику, разработанную в работе [1], получаем следующее уравнение для траектории сигнала:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = -\frac{dn_{nl}}{dx} = \frac{1}{k_2} |\alpha_2| C \delta'_1 P_1, \quad x|_{z=0} = d + L/2, \quad \left. \frac{dx}{dz} \right|_{z=0} = -\theta_2. \quad (3)$$

Решение этого уравнения описывает параболу. Воспользовавшись уравнением (3) и исходя из полученного с помощью численного моделирования условия эффективного отражения $(x_{\min} - L/2) < 1.5w_1$, можно записать выражение для предельного угла нелинейного отражения:

$$\theta_{cr} = \sqrt{\frac{2}{k_2} (d - 1.5w_{pump}) C |\alpha_2| \delta'_1 P_1}, \quad (4)$$

где C – константа. Численное моделирование показало, что при $C = 0.125$ коэффициент отражение превышает 97%.

Как видно из (4) для нелокальной тепловой нелинейности критический угол определяется не только мощностью накачки, но и исходным расстоянием между пучками. Для квадратичных и кубических

сред эта зависимость исчезает при расстояниях, больших чем 3 ширины пучка накачки.

Аналогичным образом можно получить уравнение для траектории сигнала в случае осесимметричного пучка накачки в цилиндрической области (рис.1б):

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{A(1 - \exp(-2r^2/w_1^2))}{r}, \quad r|_{z=0} = r_0, \quad \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=0} = -\theta_2, \quad (5)$$

где $A = C \frac{P_1}{2\pi k_2} |\alpha_2| \delta_1'$. Численное решение уравнения (5) показало, что предельный угол пропорционален квадратному корню из параметра A , то есть $\theta_{cr} \sim \sqrt{A}$.

Нами было также проведено численное моделирование нестационарного процесса, при котором среду нагревал короткий импульс накачки. В результате было продемонстрировано, что со временем при достижении определенной температуры сигнальный пучок, первоначально распространяющийся прямолинейно, начинает отражаться от создаваемой накачкой неоднородности.

Основным препятствием для реализации таких процессов является дефокусировка пучка накачки и связанное с этим уменьшение градиента показателя преломления. Для предотвращения этого можно либо выбирать среды с сильной частотной зависимостью $\frac{dn}{dT}(\omega)$ и разносить сигнал и накачку по частоте, либо использовать предварительную фокусировку накачки.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-1496.2007.2. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.
2. T. Pertsch, R. Iwanow, R. Schiek, G.I. Stegeman, U. Peschel and F. Lederer, Y.H. Min and W. Sohler // Opt. Lett. 2005. V. 30. № 2. P. 177.
3. И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 12. С. 1752.
4. C. Rotschild, O. Cohen, O. Manela, M. Segev // PRL. 2005. V. 95. P. 213904.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ ОТРАЖЕНИЕМ

В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе изучены особенности, которые приобретает процесс параметрического отражения при использовании фокусированных пучков.

Как известно из работ [1-2], суть явления параметрической рефракции и отражения заключается в том, что при несинхронном параметрическом взаимодействии мощная волна накачки вместе с каскадно возбужденной холостой волной создают на сигнальной частоте эффективную поперечную неоднородность, повторяющую профиль интенсивности накачки. При прохождении сигнала через индуцированную неоднородность возникает своеобразная рефракция. В результате этого траектория искривляется и может произойти полное отражение сигнальной волны от пучка накачки. В [1-2] было показано, что полное отражение возможно, если начальный наклон сигнальной волны меньше предельного значения, пропорционального корню квадратному из максимальной величины амплитуды накачки:

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

Следовательно, для расширения диапазона углов, при которых наблюдается данный эффект, либо для снижения требуемой мощности, следует увеличивать пиковую амплитуду накачки. При фиксированной мощности пучка это можно осуществить 2 способами. Первый способ заключается в уменьшении поперечных размеров пучка, что ведет к росту амплитуды. Однако, это приводит к резкому усилению влияния дифракции, что в свою очередь может привести к сильному расплыванию накачки до подхода к области взаимодействия. Второй метод предполагает предварительную фокусировку накачки. Зная начальное расстояние между пучками и наклон сигнальной волны, можно так подобрать радиус кривизны фронта накачки, чтобы перетяжка находилась в области взаимодействия.

Пусть на входе в среду амплитуды пучков имеют вид

$$A_1(x,0) = E_1 \exp \left[-\left(\frac{x}{a_1} \right)^2 + \frac{ik_1 x^2}{2R_1} \right], \quad A_2(x,0) = E_1 \exp \left[-\left(\frac{x-d}{a_2} \right)^2 + ik_2 \theta_2 x \right],$$

где R_1 – исходный радиус кривизны фронта. Тогда область пересечения пучков находится на расстоянии $l_{es} \approx d/\theta_2$, а длина перетяжки пучка накачки равна

$l_{nep} = \frac{l_{dif}}{1 + (l_{dif} / R_1)^2}$. Известно, что в планарной геометрии в области перетяжки пиковая амплитуда увеличивается в $\sqrt[4]{1 + (l_{dif} / R_1)^2}$ раз, что позволяет уменьшить необходимую мощность пучка в $\sqrt[2]{1 + (l_{dif} / R_1)^2}$ раз. Нами было проведено численное моделирование, результаты которого подтвердили целесообразность такого подхода.

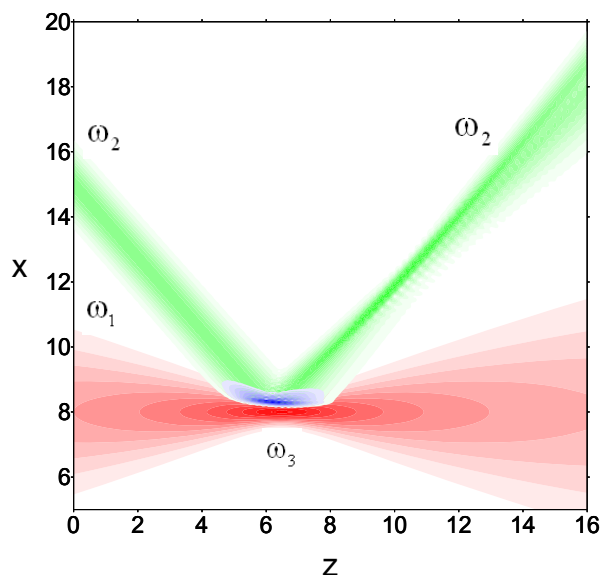


Рис. 2. Параметрическое отражение сигнального пучка от фокусированной накачки.

Отметим некоторые особенности процесса: во-первых, следует фокусировать накачку за точкой, соответствующей предполагаемой области взаимодействия. Эта необходимость возникает из-за того, что сигнал испытывает параметрическую рефракцию уже на периферии накачки, его траектория начинает искривляться, и он достигает области максимума амплитуды позже, чем в случае, если бы он распространялся прямолинейно. Если направлять сигнал в область за перетяжкой, то он может не отразиться из-за быстрого уменьшения амплитуды накачки, а если и отразится, то его ширина значительно увеличится.

Во-вторых, при взаимодействии фокусированных пучков в отраженной волне может появиться компонента на суммарной частоте. Этого можно избежать, выбрав, например, период модуляции квадратичной нелинейности для квазисинхронного процесса таким образом, чтобы для коллинеарного взаимодействия существовала незначительная отрицательная дисперсионная расстройка ($\Delta k_m = k_1 + k_2 - k_3 < 0$). В этом случае эффективно подавляется генерация суммарной волны, а критический угол уменьшается незначительно:

$$\theta_{cr}^2 = \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} + \theta_{cr0}^4} - \frac{\alpha}{2} < \theta_{cr0}^2, \quad \alpha = -\frac{2k_3}{k_1k_2} \Delta k_m,$$

где θ_{cr0} – критический угол при $\Delta k_m = 0$.

Также при сильной фокусировке для эффективного отражения следует уменьшать ширину сигнального пучка. Это связано с тем, что чем больше фокусируется пучок, тем меньше длина перетяжки, где амплитуда принимает значение, близкое к максимальному. Следовательно, если ширина сигнального пучка достаточно велика, то часть его энергии может попасть в область с малой амплитудой накачки и не отразится.

Сигнальный пучок взаимодействует с накачкой на длине $\Delta z_1 \approx a_2/\theta_2$, а продольная длина амплитудной характеристики накачки по уровню

$\alpha = E_1/E_{1\max}$ от максимума равна $\Delta z_2 \approx \frac{2l_{\text{оуф}}\sqrt{\alpha^4-1}}{1+(l_{\text{диф}}/R_1)^2}$, где $l_{\text{оуф}} = k_1 a_1^2/2$ –

дифракционная длина. Тогда для эффективного отражения необходимо выполнение условия $\Delta z_2 > \Delta z_1$.

Следует отметить, что использовать фокусированные пучки накачки следует только в планарной геометрии. В противном случае будет усиливаться эффект выпуклого зеркала, описанный в работах [3-4], и, следовательно, отраженный сигнал будет сильно расходиться. Однако, для уменьшения расходимости можно фокусировать сигнальный пучок [4].

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801 и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-1496.2007.2. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.
2. A.P. Sukhorukov, V.E Lobanov, S.V. Ermakova // Proceedings of SPIE. 2006. V. 6181. P. 236.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков, А.Ж. Цырендоржиев, А.А. Калинович // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1731.
4. А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков, В.Е. Лобанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1736.

САМОФОКУСИРОВКА БЕЛОГО СВЕТА В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ

А.А. Сухоруков

*Нелинейный физический центр,
Исследовательская школа физических и инженерных наук,
Австралийский национальный университет,
Канберра, Австралия*

Фотонные структуры с периодической модуляцией показателя преломления предоставляют широкие возможности по управлению ключевыми параметрами, определяющими распространение оптических волн. В ряде работ были продемонстрированы новые режимы распространения оптических пучков, реализованные за счет изменения эффективных коэффициентов дифракции и рефракции. Однако, такой контроль пространственной динамики как правило оптимизировался для достаточно узких диапазонов частот. С другой стороны, представляет интерес возможность управления пучками имеющими сверхширокие частотные спектры, как например, в случае импульсов длительностью менее 10 фемтосекунд.

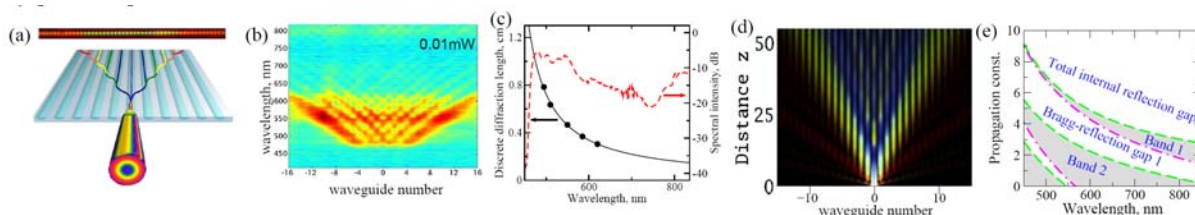


Рис. 1. (a) Иллюстрация линейной дифракции многоцветных пучков в системе связанных волноводов. (b) Экспериментально измеренные пространственные профили на выходе для различных спектральных компонент. (c) Входной спектр (красная линия) и зависимость дифракционной длины от частоты (черная кривая). (d) Теоретический расчет дифракции пучка. (e) Зависимость фотонных зон от частоты.

В серии теоретических и экспериментальных исследований выполненных в Австралийском национальном университете продемонстрирована возможность управления многоцветными пучками в нелинейной периодической структуре, состоящей из системы связанных волноводов [рис. 1(a)] изготовленных в ниобате лития путем диффузии титана [1]. На вход подавалось оптическое излучение со сверхшироким спектром, полученное в фотонно-кристаллическом волокне [2]. В процессе распространения, различные спектральные компоненты разделяются, как видно по результатам измерений на выходе из структуры [рис. 1(b)]. Это связано с уменьшением дифракционной длины для красных спектральных компонент [рис. 1(c)]. Следует отметить, что для каждой длины волны энергия концентрируется на определенном удалении от центра пучка за

счет эффекта «дискретной дифракции» [3]. Поэтому спектральное разделение на выходе выражено значительно сильнее, чем при дифракции в свободном пространстве, когда максимум остается в центре пучка для всех компонент.

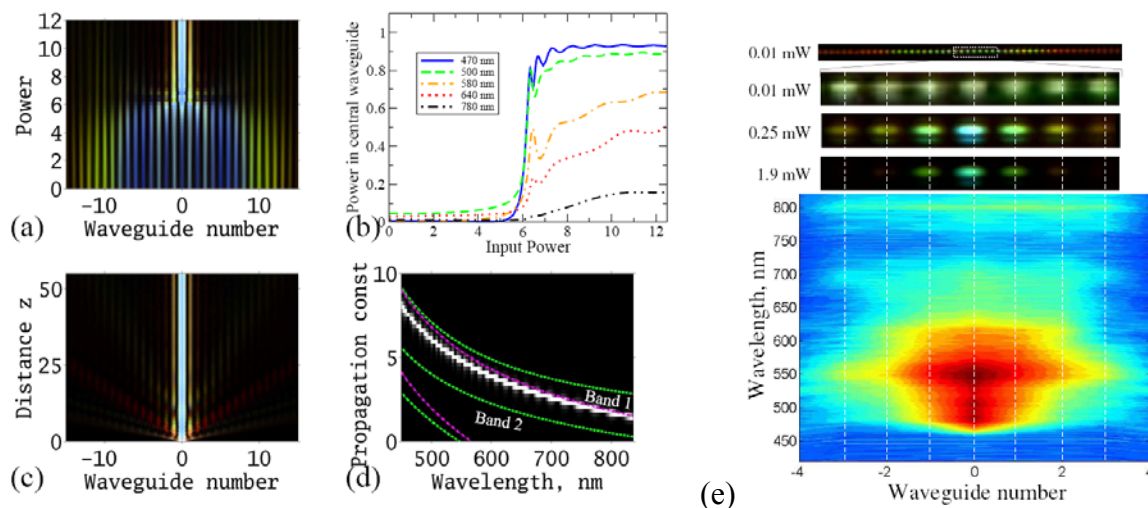


Рис. 2. (a-b) Рассчитанная зависимость параметров пучка на выходе от входной мощности: (a) полный профиль и (b) доля мощности в центральном волноводе для различных спектральных компонент. (c-d) Формирование солитона при уровне мощности $P=12$: (c) распоространение пучка внутри структуры и (d) его спектр, локализованный в запрещенной зоне. (e) Экспериментальное наблюдение формирования белого солитона при увеличении мощности, на нижнем рисунке показаны профили отдельный спектральных компонент.

При увеличении входной мощности пучок наблюдается самовоздействие пучка за счет эффекта фоторефракции [4]. При этом в образце ниобата лития происходит уменьшение показателя преломления пропорциональное интенсивности света в данной области. Такой нелинейный отклик приводит к ускоренной дефокусировке пучков в однородных нелинейных средах. Однако в периодических структурах оказывается возможен самозахват пучка за счет наличия запрещенных фотонных зон [рис. 1(e)]. Расчеты показывают, что ширина пучка на выходе резко уменьшается когда входная мощность превышает критическое значение [рис. 2(a)], при этом происходит одновременная локализация всех компонент спектрального диапазона [рис. 2(b)]. В режиме самозахвата происходит формирование белого солитона, который распространяется с сохранением постоянного поперечного профиля [рис. 2(c)], при этом спектр лежит волностью внутри запрещенной зоны [рис. 2(d)]. Эти эффекты были подтверждены в экспериментальных исследованиях [рис. 2(e)], где впервые было зарегистрировано формирование белого щелевого солитона. Нами также была продемонстрирована управляемая перестройка пространственного

профиля пучков и их частотных спектров при взаимодействиях пучков с границами фотонных структур [1] либо с индуцированными дефектами.

Гибкий контроль пространственного распространения широкополосных сигналов может быть также реализован за счет управления дифракцией. В свободном пространстве коэффициент дифракции прямо пропорционален длине волны, и схожая зависимость наблюдается в системе прямых связанных волноводов [рис. 1]. Однако, нами показано [5] что эта тенденция может быть изменена в системах связанных волноводов со специально изогнутыми осями [рис. 3(a)]. При этом можно реализовать ситуацию когда в широком спектральном диапазоне дифракция остается постоянной [рис. 3(b)], и разделение различных компонент предотвращается [рис. 3(c-e)].

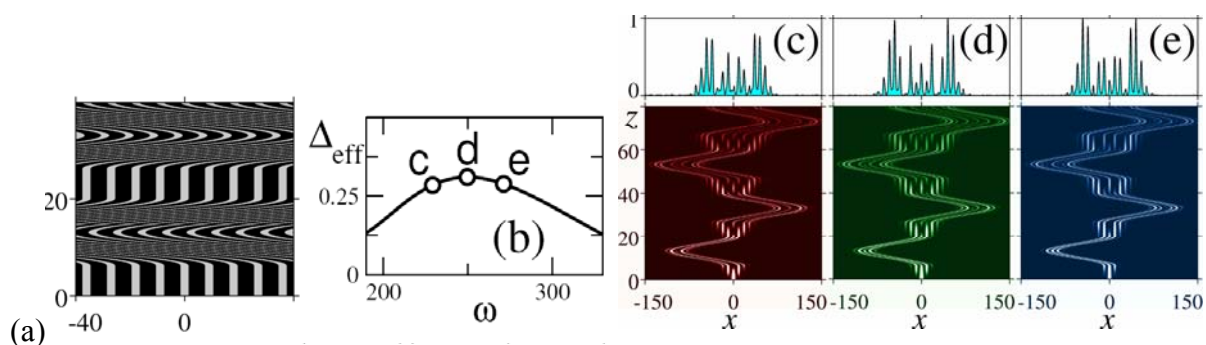


Рис. 3. (a) Система связанных волноводов с продольным изгибом. (b) Зависимость коэффициента дифракции от частоты. (c-e) Распространение различных частотных компонент.

Произведенный теоретический анализ и экспериментальная демонстрация новых эффектов, связанных с пространственно-спектральными преобразованиями пучков белого света в нелинейных системах связанных волноводов, могут найти применение при создании схем динамически перестраиваемого управления широкополосными сигналами. Работа выполнена при поддержке Австралийского совета по научным исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Sukhorukov, D. N. Neshev, A. Dreischuh, R. Fischer, S. Ha, W. Krolikowski, J. Bolger, A. Mitchell, B. J. Eggleton, and Yu. S. Kivshar // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 11265.
2. А. М. Желтиков // УФН. 2006. V. 176. P. 623.
3. D. N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg // Nature. 2003. V. 424. P. 817.
4. M. Mitchell and M. Segev // Nature. 1997. V. 387. P. 880.
5. I. V. Garanovich, A. A. Sukhorukov, and Yu. S. Kivshar // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. P. 066609.