

**Исследование распространения оптических импульсов в нелинейной диспергирующей среде****Пасека О. И.***Аспирант**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: olgapaseka@gmail.com*

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, медицине, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов и материалов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и других областях [1]. Импульсы, содержащие всего три - пять осцилляций поля, получены экспериментально в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн с помощью параметрических генераторов [2, 3]. Для получения ПКИ используются различные методы компрессии импульсов с фазовой модуляцией в средах с частотной дисперсией (волокнах, решетках и др.). Оптические импульсы приобретают фазовую модуляцию в самих лазерах или при распространении в нелинейных и диспергирующих средах. В нелинейных средах для сжатия импульса используется эффект самокомпрессии [4, 5]. В последнее время выполнены работы по сжатию импульсов, обладающих спектральным суперконтинуумом [6]. Сильная компрессия достигнута при параметрическом усилении импульсов с чирпом частоты [2, 3, 7-9]. Огромной дисперсией, необходимой для эффективной компрессии, обладают полые фотонные волокна, заполненные газом [10].

В данной работе исследуются процессы распространения и компрессии оптических импульсов, состоящих из малого числа колебаний, в нелинейной диспергирующей среде. Сообщаются результаты численного моделирования уравнения для напряженности электрического поля световой волны.

В работе анализируется волновое уравнение  $\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0$ , где второе

и третье слагаемые отвечают за дисперсию линейного поляризационного отклика электронной и колебательной природы, четвертое и пятое - нелинейность отклика среды электронной и рамановской природы. Параметры  $a, b, g$  взяты для модельной среды и равны соответственно  $2.89076e-44$ ,  $3.66077e17$ ,  $-5.58881e-24$ . Среда полагается диэлектрической и однородной. Исследуется возможность сжатия импульса вплоть до одного периода осцилляций, анализируются формы профилей на выходе из среды.

**Литература**

1. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, **1986**
2. Baltuska A., Wei Z. et al. // Opt. Lett. V. 22. P. 102. **1997**
3. Beddard T., Ebrahimzadeh M. // Opt. Lett. V. 25. P. 1052. **2000**
4. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, **1988**
5. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Наука, **1996**
6. Dudley J.M., Coen S. // Optics Express. V. 12, № 11. P. 2423. **2004**
7. Kinsler P., New G. H. C. // Phys. Rev. A 67. **2003**
8. Witte S., Zinkstok R, et al. // Optics Express. V. 13. № 13. P. 4903. **2005**
9. Tavella F., Nomura Y. et al. // Opt. Lett. V. 32, № 15. P. 2227. **2007**
10. Nurhuda M., Suda A., Kaku M., and Midorikawa K. // Appl. Phys. B. V. 89. P. 209. **2007**

**Динамика стимулированной атомно – молекулярной конверсии в отсутствии молекул в начальный момент времени****Зинган Анна Петровна**

Аспирантка

Приднестровский Государственный Университет им. Т.Г. Шевченко,

физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

E-mail: [fmfdekan@spsu.ru](mailto:fmfdekan@spsu.ru)

В настоящее время особый интерес представляет исследование динамики связанных атомно–молекулярных бозе–эйнштейновских конденсатов. В [1, 2] был изучен процесс конверсии двух атомов в гомоядерную молекулу в присутствии двух рамановских импульсов резонансного лазерного излучения. Было показано, что имеют место как периодический, так и аperiodический режимы конверсии.

Нами детально изучено явление стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии в бозе-эйнштейновском конденсате с образованием гетероядерной двухатомной молекулы типа  $KRb$ . Предложен гамильтониан взаимодействия между фотонами двух импульсов, атомами двух сортов и гетероядерными молекулами, который имеет вид

$$H_{\text{int}} = \hbar g (a_1^* a_2^* b c_1^* c_2 + a_1 a_2 b^* c_1 c_2^*), \quad (1)$$

где  $g$  - константа взаимодействия,  $a_1, a_2$  - атомные амплитуды,  $b$  - амплитуда молекулы,  $c_1, c_2$  - амплитуды фотонов.

Исходя из гамильтониана взаимодействия (1), получена система нелинейных дифференциальных уравнений для плотностей атомов, молекул и фотонов, участвующих в химической реакции. Получен ряд интегралов движения, которые позволяют свести задачу к одному дифференциальному уравнению для плотности молекул. Это уравнение можно интерпретировать как уравнение, описывающее временную эволюцию нелинейного осциллятора:

$$\frac{dN}{dt} = \pm 2g \left\{ N(N_0 + n_{10} - N)(N_0 + n_{20} - N)(N_0 + f_{10} - N)(N - N_0 + f_{20}) - \left[ \frac{\Delta}{2g} (N - N_0) + \sqrt{N_0 n_{10} n_{20} f_{10} f_{20}} \cos \theta_0 \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $N$  - плотность молекул,  $N_0, n_{10}, n_{20}, f_{10}, f_{20}$  - начальные плотности молекул, атомов обоих сортов и фотонов обоих импульсов,  $\theta_0$  - начальная разность фаз,  $\Delta$  - расстройка резонанса.

Поскольку интерес представляет процесс производства молекул, то мы будем считать, что в начальный момент времени в системе отсутствуют молекулы ( $N_0 = 0$ ). Тогда временная эволюция плотности молекул  $N(t)$  выражается интегралом

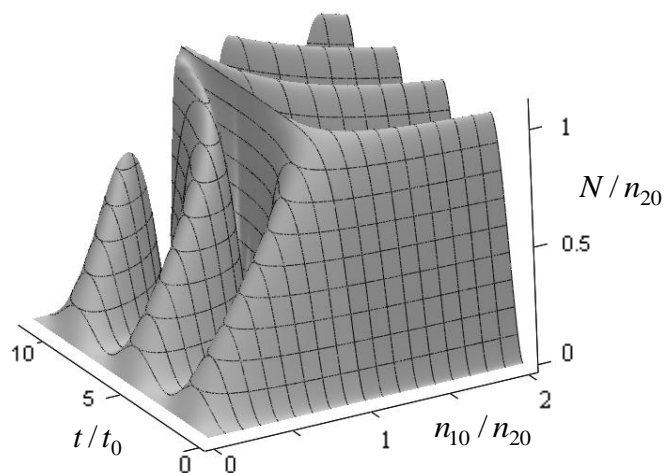
$$\int_0^N \frac{dy}{\sqrt{y(n_{10} - y)(n_{20} - y)(f_{10} - y)(f_{20} + y)}} = 2gt. \quad (3)$$

Из (3) видно, что возможна как периодическая, так и аperiodическая эволюция плотности молекул в зависимости от соотношений между начальными плотностями частиц. В общем случае, когда  $f_{20} \neq 0$  и  $n_{10} \neq n_{20} \neq f_{10}$ , эволюция системы является периодической и период колебаний  $T$  определяется интегралом вида

$$\int_0^{n_m} \frac{dy}{\sqrt{y(n_{10} - y)(n_{20} - y)(f_{10} - y)(f_{20} + y)}} = gT, \quad (4)$$

где  $n_m = \min(n_{10}, n_{20}, f_{10})$  есть наименьшая из плотностей, содержащихся в скобках под знаком функции  $\min$ . При этом амплитуда колебаний плотности молекул  $A$  также равна  $n_m$ .

Результаты численного интегрирования выражения (3) представлены на рис. 1. Видно, что с ростом  $n_{10}/n_{20}$  амплитуда и период колебаний монотонно растут. При приближении  $n_{10}/n_{20}$  к единице период колебаний начинает быстро расти и обращается в бесконечность при  $n_{10}/n_{20} = 1$ . Следовательно, с ростом  $n_{10}$  периодический режим эволюции трансформируется в аperiodический при  $n_{10} = n_{20}$ . При этом плотность молекул монотонно растёт с ростом  $n_{10}/n_{20}$  от нуля при  $t_0 = 0$  до единицы при  $n_{10}/n_{20} = 1$ . Из рис. 1 видно, что плотность молекул монотонно растёт со временем и асимптотически стремится к величине  $n_{10}$  снизу. Обратный процесс, т.е. диссоциация молекул на атомы, в этом случае не идёт из-за сложного индуцирования процесса атомно-молекулярной конверсии. Если все атомы с начальными плотностями  $n_{10} = n_{20}$  связываются в молекулы, то в отсутствии атомов прекращается процесс индуцирования ими и диссоциация молекул не происходит. Далее с ростом  $n_{10}/n_{20}$  при  $n_{10}/n_{20} > 1$  восстанавливается периодический процесс атомно-молекулярной конверсии, однако амплитуда колебаний плотности молекул теперь равна  $n_{20}$  (т.е. меньшей из плотностей  $n_{10}$  и  $n_{20}$ ) и остаётся постоянной с ростом  $n_{10}$ . Период колебаний при  $n_{10}/n_{20} \geq 1$  сначала быстро убывает с ростом отношения  $n_{10}/n_{20}$ , а затем имеет место медленное монотонное уменьшение периода (рис. 1).



**Рис1.** Временная эволюция нормированной плотности молекул  $N/n_{20}$  в зависимости от значений параметра  $n_{10}/n_{20}$  при  $f_{10}/n_{20} = f_{20}/n_{20} = 50$ ,  $N_0 = 0$ .

Таким образом, видно, что имеют место как периодический, так и аperiodический режимы превращения пары различных бозе–атомов в гетероядерную молекулу в зависимости от начальных условий.

В заключение приведём оценку периода колебаний плотности частиц. Сравнивая гамильтониан (1) с гамильтонианом (2) из [3], можно получить соотношение  $g = \chi/\hbar\sqrt{f_{10}f_{20}}$ , где константа  $\chi$  из [3] равна  $8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{3/2} \text{ с}^{-1}$ . Полагая плотности частиц порядка  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , для периода колебаний получаем величину порядка  $10^{-3} - 10^{-4} \text{ с}$ .

### Литература

1. П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко. Письма в ЖЭТФ, **83**, 120 (2006)
2. П.И. Хаджи, А.П. Зинган. Письма в ЖЭТФ **92**, 490 (2010)
3. D.J. Heinzen, R. Wynar. Phys. Rev. Lett. **84**, 5029 (2000).

## Столкновение оптических импульсов в нелинейной среде

Зверев Д.М.

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,  
Москва, РоссияE-mail: [zverev@physics.msu.ru](mailto:zverev@physics.msu.ru)

Данная работа посвящена изучению явления полного внутреннего отражения в случае взаимодействия оптических импульсов в кубически нелинейной среде при столкновении под малым углом слабого сигнального импульса с более мощным опорным.

Для изучения явления полного внутреннего отражения в данном случае было предпринято теоретическое исследование уравнений для медленно меняющихся амплитуд, задаваемых системой [1]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i D_{d1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} - i D_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - ik_1 n_2 |A_1|^2 A_1 - ik_1 n_2 |A_2|^2 A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -i D_{d2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} - i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - ik_2 n_2 |A_1|^2 A_2 - \nu \frac{\partial A_2}{\partial x} - \alpha \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - ik_1 n_2 |A_2|^2 A_2, \quad (2)$$

В случае слабого сигнала ( $A_2 \ll A_1$ ) систему можно свести, используя подходящую замену, к одному уравнению вида

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_{d2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = ik_2 n_{nl} A_2, \quad (3)$$

где введены обозначения:

$$\tau = t - \frac{z}{u_1}, \quad \nu = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}, \quad u_j = \left( \frac{\partial k_j}{\partial \omega_j} \right)^{-1}, \quad D_j = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 k_j}{\partial \omega_j^2}, \quad D_{dj} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k_j}.$$

Уравнение (3) описывает распространение импульса в среде неоднородностью показателя преломления

$$n_{nl} = n_2 |A_1(\tau, x, z)|^2, \quad n_2 = const,$$

Для того, чтобы иметь возможность наблюдать и анализировать полное внутреннее отражение были выведены уравнения для траектории сигнального импульса. Здесь, наряду с возможностью использования вариационного метода, был выбран метод геометрической оптики для оптических импульсов [2] и получено уравнение эйконала в виде

$$\frac{\partial S_2}{\partial z} - iD_2 \left( \frac{\partial S_2}{\partial \tau} \right)^2 - iD_{d2} \left( \frac{\partial S_2}{\partial x} \right)^2 = k_2 n_{nl}(z, x, \tau), \quad (4)$$

после чего, применяя метод характеристик, были получены искомые уравнения для траектории:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = D_x \frac{\partial n_{nl}}{\partial x}, D_x = 2D_{d2}, \quad (5)$$

$$\frac{d^2 \tau}{dz^2} = D_\tau \frac{\partial n_{nl}}{\partial \tau}, D_\tau = 2D_2, \quad (6)$$

При анализе данной системы в случае, когда  $x(z)$  и  $\tau(z)$  имеют решения, отличающиеся друг от друга на постоянный множитель, что соответствует наиболее выраженному эффекту полного внутреннего отражения, получается что система уравнений для траектории сводится к одному уравнению. Для граничных условий, соответствующих столкновению под малым углом сигнального импульса, не изменяющего свою форму с течением времени и имеющего гауссову форму, с опорным, получены траектории для различного значения интенсивности опорного импульса (см. рис.1,2).

### Литература

1. А.П. Сухоруков, Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике // НАУКА, Москва (1988).
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков Изменение скорости и частоты оптического сигнала при каскадном параметрическом взаимодействии с мощным опорным импульсом // ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2009, том 73, № 12, с. 1680–1682

Иллюстрации

$$\frac{d^2x}{dz^2} = 0.001e^{-10x^2}, \frac{dx(0)}{dz} = 0.11, x(0) = -1$$

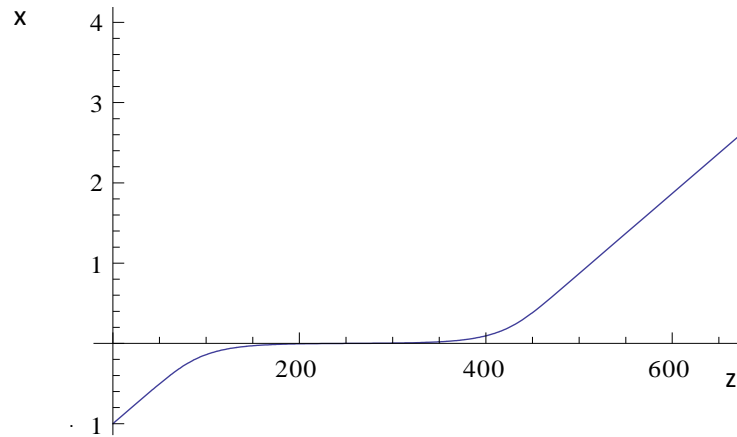


Рис. 1. Траектория распространения сигнального импульса в случае прохождения через опорный сигнал

$$\frac{d^2x}{dz^2} = 0.1e^{-10x^2}, \frac{dx(0)}{dz} = 0.11, x(0) = -1$$

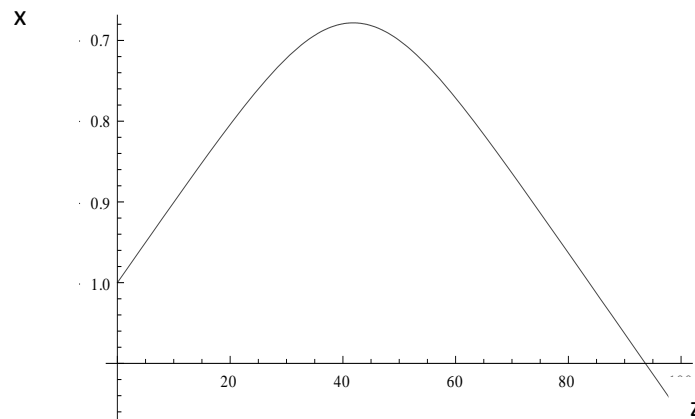


Рис. 2. Траектория распространения сигнального импульса в случае полного внутреннего отражения

**Особенности двухфотонной оптической нутации в системе биэкситонов в полупроводниках с учётом упругих межчастичных взаимодействий****Васильев Виталий Васильевич**

Преподаватель

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко

физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

E-mail: [vasscorp@mail.ru](mailto:vasscorp@mail.ru)

Изучены особенности явления двухфотонной нутации в системе когерентных биэкситонов в полупроводниках типа CuCl с учётом упругого биэкситон-биэкситонного взаимодействия. Этот вопрос особенно актуален при больших уровнях возбуждения, когда плотность биэкситонов достаточно велика и актуальными оказываются процессы упругих биэкситон-биэкситонных взаимодействий. Рассматривалось явление двухфотонной оптической нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов в полупроводниках под действием ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения, длительность которых  $\tau_p$  намного меньше времени релаксации  $\tau_{rel}$  биэкситонов ( $\tau_p \ll \tau_{rel}$ ). В этом случае процессами релаксации биэкситонов можно пренебречь, так как они не успевают срабатывать за время действия импульса. По этой причине в дальнейшем учитываются только процессы вынужденного излучения и поглощения света с участием биэкситонов. Предполагая спектральную ширину импульсов на много меньшей энергии связи биэкситонов (которая в кристалле CuCl составляет величину порядка 30–40 meV), можно пренебречь другими процессами, такими как оптическая экситон-биэкситонная конверсия и экситон-фотонное взаимодействие. Указанные процессы характеризуются огромной расстройкой резонанса с фотонами, обеспечивающими двухфотонную генерацию биэкситонов. Рассматриваемое нами явление оптической нутации состоит в попарном превращении одинаковых фотонов в биэкситоны и излучательной рекомбинации биэкситонов с образованием пар фотонов. Гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H_{int} = \hbar\mu(\hat{b}^+ \hat{c} \hat{c} + \hat{c}^+ \hat{c} \hat{b}) + \frac{1}{2} \hbar\nu \hat{b}^+ \hat{b}^+ \hat{b} \hat{b},$$

где  $\hat{b}$  ( $\hat{b}^+$ ) и  $\hat{c}$  ( $\hat{c}^+$ ) – операторы уничтожения (рождения) соответственно биэкситона и фотона,  $\mu$ -константа двухфотонного возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла,  $\nu$ -константа упругого биэкситон-биэкситонного взаимодействия.

Показано, что в зависимости от параметров системы оптическая нутация представляет собой процесс как аperiодического, так и периодического превращения пар фотонов в биэкситоны и обратно. Предсказана возможность фазового контроля процесса оптической нутации. Амплитуда и период этих превращений определяется начальными условиями.

Учёт межчастичных столкновений в процессе двухфотонной нутации биэкситонов приводит к тому, что временная эволюция системы качественно изменяется: из аperiодической при  $\nu = 0$  она превращается в периодическую при  $\nu \neq 0$ , причём изменение  $|\nu|$  приводит к тому, что изменяются амплитуда и период нутации изменяются. Отметим также, что с ростом  $|\nu|$  во временной эволюции системы отсутствует эффект самозахвата биэкситонов.



**Образование цветных изображений на поверхности металлов при воздействии лазерного излучения наносекундной длительности.**

*Антонов Д.Н.*

*Аспирант*

*Владимирский Государственный Университет имени А.Г. и Н.Г. Столетовых,  
факультет прикладной математики и физики, Владимир, Россия*

*E-mail: dimas\_post@inbox.ru*

Из существующих на сегодняшний день способов нанесения изображения на поверхность материала лазерная маркировка является наиболее современным и технологичным методом, который позволяет наносить изображения на любые материалы с высокой точностью без механического воздействия.

Основополагающим фактором, обеспечивающим получение цветных изображений на поверхности металлов, является образование оксидных пленок соответствующего состава, поэтому появление цвета наблюдается только на тех металлах и сплавах, которые способны образовывать цветные окислы.

Образование цвета зависит от температуры нагрева поверхности при воздействии лазерного излучения. Разные металлы при одной и той же температуре воздействия могут образовывать на своей поверхности цвета различных оттенков, поскольку формирование оксидной пленки зависит от состава металла. Также важно учитывать и толщину металла, так как большую роль играет теплоотвод. Исходя из этих факторов, режимы воздействия для получения цвета определяются экспериментально.

В данной работе определение режимов воздействия для получения цветных изображений на поверхности металлов проведено на комплексе лазерной маркировки LDesigner F1, который построен на базе волоконного импульсного иттербиевого лазера. Основными характеристиками лазера являются длина волны излучения, которая составляет 1,06 мкм, средняя мощность излучения порядка 10 Вт, энергия в одном импульсе, равная 0,5 мДж, длительность импульса – 80 нс, частота модуляции варьируется от 20 до 100 КГц.

В качестве образцов для сравнения использовались два металла – полированная нержавеющая сталь AISI 304 и полированный титан BT-10. Изменяя мощность излучения от 3 до 8 Вт, частоту модуляции от 30 до 100 КГц и скорость сканирования луча от 15 до 75 мм/с, были получены цветные изображения на поверхности нержавеющей стали (рис.1.) и титана (рис.2.).

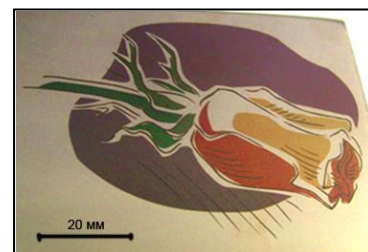


Рис.1 Цветная лазерная маркировка на поверхности нержавеющей стали



Рис.2 Цветная лазерная маркировка на поверхности титана

**Литература**

11. Горный С.Г., к.т.н., Юдин К.В. Применения методов лазерной маркировки в промышленности // ЛАЗЕР-ИНФОРМ. Информационный бюллетень Лазерной ассоциации № 8(263) апрель, 2003. – 234 с.
12. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. – Москва, 1989. – 280с.
13. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов. - М.: Металлургия, 1965. – 465 с.

**Использование углеродных нанотрубок для пассивной синхронизации мод в лазере на кристалле Yb:LYSO.**

**Бурицев А.А.**

*Аспирант*

*Владимирский Государственный Университет имени А.Г. и Н.Г. Столетовых,  
факультет прикладной математики и физики, Владимир, Россия*

*E-mail: murrkiss2009@yandex.ru*

Ключевым элементом техники получения ультракоротких лазерных импульсов фемтосекундного диапазона является методика синхронизации мод, поэтому работа посвящена описанию синхронизации мод и её практическому применению для генерации фемтосекундных импульсов лазерного излучения. Модами называют виды колебаний, которые могут возбуждаться в оптическом резонаторе лазера. Эти колебания характеризуются пространственной конфигурацией резонатора, а также собственной частотой. За счет интерференции волн они образуют стоячую волну, амплитуда которой при многократном отражении от стенок резонатора сильно возрастает. Качество оптического резонатора с точки зрения генерирования ультракоротких импульсов напрямую зависит от количества в нем мод.

При пассивной синхронизации мод основой механизма является временная модуляция потерь в резонаторе. Осуществляется это с помощью так называемого насыщающегося поглотителя (или пассивного модулятора), который помещается в оптический резонатор лазера. Этот оптический прибор устроен так, что ослабляет свет низкой интенсивности и передает высокий пик интенсивности.

В последнее время всё больший интерес вызывают модуляторы на основе нанотрубок. Значительный прогресс в области приготовления одиночных одностенных углеродных нанотрубок связан с технологией обработки интенсивным ультразвуком их взвеси в воде с добавлением поверхностно-активных веществ и с последующим центрифугированием, позволяющим разделить фрагменты дисперсного материала по массе. Эта технология дает возможность с хорошей воспроизводимостью получать взвеси нанотрубок со значительным процентным содержанием одиночных нанотрубок.

Конструкция поглотителя SAINT (saturable absorber injected nanotubes) достаточно тривиальна и реализует принципы конструирования насыщающихся поглотителей. На высокоотражающее широкополосное зеркало, как на основу, наносится слой полимера (карбоксиметилцеллюлоза) с замешанными в него нанотрубками. После полива зеркала оно сушится в термостате до затвердевания полимерной плёнки. На следующем этапе плёнка закрывается тонким покровным стеклом для защиты от внешней среды. Основными трудностями получения оптических затворов такого типа являются: получение самих одностенных нанотрубок и изготовление фиксирующего стекла (малая толщина ( $\approx 300$  мкм) во избежание нежелательного эффекта частотной модуляции и необходимость хорошего просветления).

В данной работе были проведены эксперименты по получению ультракоротких лазерных импульсов на лазере с пассивной синхронизацией мод (Yb:LYSO,  $\lambda=1.05$  мкм) с помощью пассивных модуляторов SAINT (на основе нанотрубок). Проведено сравнение с модулятором на основе полупроводников (SESAM).

### Литература

14. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов (обзор) // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – №2. – С. 95 – 119.
15. Худяков Д. В., Лобач А. С., Образцова Е. Д., Надточенко В. А.. Нелинейно-оптическое поглощение пленок нанокompозитов из полимеров и одностенных углеродных нанотрубок: влияние типа нанотрубок и полимерной матрицы. // Химия высоких энергий. – 2009. – Т. 43. – №4. – С. 364 – 370.

**Нелинейное взаимодействие оптических пучков в среде с керровской нелинейностью и индуцированной неоднородностью****Гранкин Андрей Сергеевич**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
экономический факультет, Москва, Россия**E-mail: grankin@physics.msu.ru*

Настоящая работа продолжает цикл работ по полному внутреннему отражению в различных нелинейных средах, выполненных в последние годы на кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ. Например, это явление было исследовано в средах с квадратичной, тепловой нелинейностями, в фоторефрактивных кристаллах, а также в в бозе-эйнштейновском конденсате [1-4]. Однако, в большинстве работ предполагалось, что неоднородность имеет некий заданный вид.

Мною рассмотрена неоднородность произвольного вида.

В работе рассмотрено взаимодействие двух неколлинеарных пучков с кратными частотами в неоднородной среде с дефокусирующей нелинейностью. Такое взаимодействие можно описать следующей системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \Delta_{\perp} A_1 = -i(\varepsilon_{11}|A_1|^2 + \varepsilon_{12}|A_2|^2)A_1 - iU_1(x, y)A_1 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i(\varepsilon_{21}|A_1|^2 + \varepsilon_{22}|A_2|^2)A_2 - iU_2(x, y)A_2 \end{cases}$$

Где  $x, y$  – нормированные продольные координаты,  $\Delta_{\perp}$  – лапласиан в поперечных координатах,  $D_j = 1/2ik_j$  коэффициент дифракции,  $k_j$  – волновой вектор,  $a_{1,2}$  – ширина пучка,  $\varepsilon_{ii}$  – коэффициент кубичной нелинейности в дефокусирующей среде, причем из-за выбранного соотношения частот коэффициенты отличаются в 2 раза. Функция  $U_j(x, y)$  описывает неоднородность среды.

Для случая произвольной геометрии профиля неоднородности показателя преломления были аналитически получены траектории распространения лучей в приближениях геометрической оптики и заданного поля. Также для такой неоднородности получены аналитические результаты по полному внутреннему отражению слабого сигнального пучка от мощного опорного пучка накачки.

Для численного моделирования распространения неколлинеарных пучков разных частот в неоднородном бозе-эйнштейновском конденсате с керровской нелинейностью была написана программа на языке C++.

## Литература

1. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Серия физ., 2005, Т. 69, С. 1775.
2. Кабакова И.В., Сухоруков А.П. // Изв РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1752.

3. Калинович А.А., Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 12.
4. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П., Цырендоржиев А.Ж., Калинович А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1731.
5. Lobanov V.E., Kalinovich A.A., Sukhorukov A.P., F. Bennet, D. Neshev // Laser Physics. 2009. V. 19, No. 5. P. 1112.

**Квантовая запутанность связанных осцилляторов с диссипацией**

**Кириухин О.М.**  
Студент 4-го курса

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: kiryukhin@physics.msu.ru

Современные оптомеханические системы в ближайшие несколько лет должны достичь такого уровня чувствительности, при котором станет возможным наблюдение квантовых явлений с участием массивных макроскопических объектов. Одной из наиболее интересных экспериментальных задач в данной области является проверка парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена в его исходной трактовке, то есть для координат и импульсов макроскопических механических объектов [1]. Следует отметить, что достижения последних лет в области прецизионных механических измерений, стимулированные, в частности, разработкой лазерных детекторов гравитационных волн [2], позволяют рассчитывать на практическую реализацию таких экспериментов [3].

В общем случае анализ таких экспериментов достаточно сложен ввиду необходимости учитывать влияние многочисленных каналов диссипации и, как следствие, декогеренции квантового состояния исследуемой системы. В качестве приближения реальной схемы оптомеханического эксперимента нами проанализирована модель возникновения квантовой запутанности в системе двух связанных осцилляторов с затуханием. Для данной модели мы рассчитываем логарифмическую отрицательность [4], одну из наиболее популярных мер квантовой запутанности, как функцию времени. Эта величина позволяет исследовать характерные времена «выживания» запутанного состояния в системе с диссипацией.

В отсутствие диссипации запутанность в рассматриваемой системе осциллирует с периодом, равным удвоенному периоду биений в системе связанных осцилляторов. При наличии затухания запутанность уменьшается с течением времени. Нами проанализирована зависимость логарифмической отрицательности от величины коэффициентов трения осцилляторов, температуры, при которой находится система, и параметров начального состояния (см. рис.1).

Нами также сформулированы требования к системе двух связанных осцилляторов с затуханием, при которых возможен эксперимент по наблюдению квантовой запутанности, получены оптимальные параметры, гарантирующие максимальное время выживания «квантовости» рассматриваемой системы в рассматриваемом эксперименте.

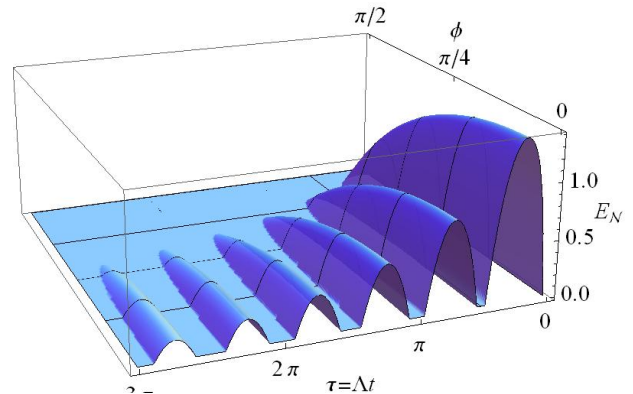


Рис.1 График зависимости логарифмической отрицательности от времени и взаимного угла сжатия начальных состояний осцилляторов, сжатие - 10 dB,  $2\hbar T / (Q_m \hbar \omega_m) = 1$ ,  
□□□□□□□□□□

**Литература**

16. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
17. <http://www.advancedligo.mit.edu/>
18. H. Müller-Ebhardt et. al., Phys. Rev. A **80**, 043802 (2009)
19. G. Vidal, R. F. Werner, Phys. Rev. A **65**, 032314 (2002)



**Распространение пучка света через двумерные структуры с периодически меняющимся показателем преломления****Савочкин Игорь Владимирович**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,  
Москва, РоссияE-mail: [savochkin@physics.msu.ru](mailto:savochkin@physics.msu.ru)

В настоящей работе рассмотрено распространение пучка света через структуру, в которой показатель преломления периодически зависит как от поперечной, так и продольной координаты. Дискретная дифракция возникает в периодической структуре, состоящей из параллельных диэлектрических волноводов. Если волноводы расположены достаточно близко друг к другу, то между ними возможна перекачка световой энергии. Для двух волноводов параллельных оси  $z$  система, описывающая изменение амплитуды вектора напряженности с расстоянием выглядит так:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iCA_2, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = -iCA_1 \quad (1)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – амплитуды волны в первом и втором волноводах соответственно,  $C$  – коэффициент, характеризующий связь волноводов.

Теперь, если волноводы будут изогнуты по гармоническому закону вдоль оси  $z$ , то система примет вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iCe^{-iqz} A_2, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = -iCe^{iqz} A_1 \quad (2)$$

где  $q$  – параметр, характеризующий период изгиба волноводов.

Эта система имеет аналитическое решение:

а) для  $q \neq 0$ :

$$\begin{aligned} A_1 &= C_1 \exp\left(i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right) + C_2 \exp\left(-i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right) \\ A_2 &= iC_1 \exp\left(i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right) - iC_2 \exp\left(-i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

б) для  $q = 0$ :

$$\begin{aligned} A_1 &= C_1 \cos Cz - iC_2 \sin Cz \\ A_2 &= -iC_1 \sin Cz + C_2 \cos Cz \end{aligned} \quad (4)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – коэффициенты, определяемые из начальных условий.

Рассмотрим структуру, состоящую из большего числа волноводов, и направим пучок света в центральный из них. Для этого случая была составлена и решена численно система уравнений, подобная системе (2). Отметим, что при уменьшении периода изгиба волноводов, дифракция слабеет и пучок расширяется на меньшее количество волноводов; в пределе пучок будет проходить всего лишь по одному волноводу.

Во второй части данной работы изучен более общий случай дифракции в среде, показатель преломления которой непрерывно зависит от координат в виде двумерной функции (см. рис. 1):

$$n(x, z) = n_0 + \Delta n \cos(v_1 x + a(\cos v_2 z - 1)). \quad (5)$$

Медленно меняющаяся амплитуда параксиального пучка подчиняется параболическому уравнению дифракции в неоднородной среде [1]:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A + k^2 \Delta n^2(x, z) A. \quad (6)$$

Численное решение уравнения (6) позволило найти распределение амплитуды поля дифрагирующего пучка света в структуре из прямых и изогнутых волноводов (рис. 2). Видно, что в таких средах существенно меняется характер дифракции света. Подбирая параметры  $\Delta n$ ,  $a$ ,  $v_1$  и  $v_2$ , можно добиться того, что пучок света будет распространяться без дифракции [2].

Также было рассмотрено поведение пучка света, падающего на такую систему под углом. Выяснилось, что при угле падения, превышающем некоторую критическую величину, дискретная дифракция в волноводах разрушается (рис. 3).

### Литература

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн, 2-е изд. М.: Наука, 1990.
2. Ivan L. Garanovich, Andrey A. Sukhorukov, and Yuri S. Kivshar. Nonlinear diffusion and beam self-trapping in diffraction-managed waveguide arrays. Opt. Express, 2007.

### Иллюстрации

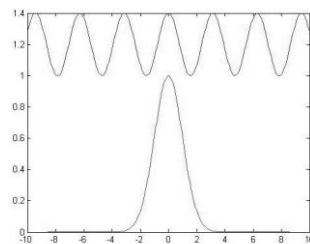


Рис. 1. Зависимости показателя преломления от координаты  $x$  и профиль пучка на входе в среду.

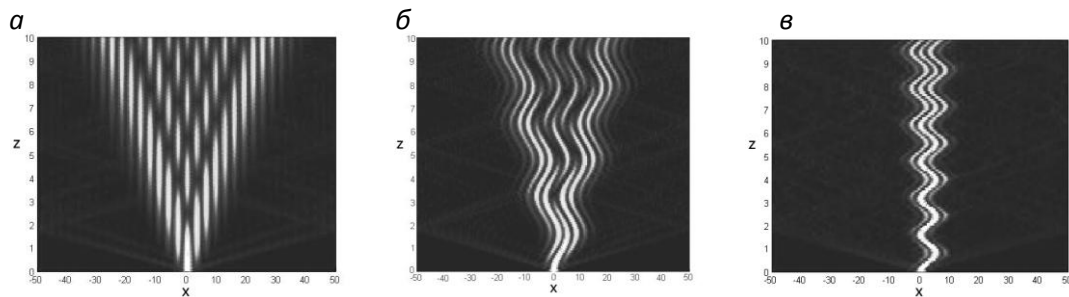


Рис. 2. Распространение пучка света через среду со следующими параметрами: а)  $n=1.2$ ,  $\Delta n=0.2$ ,  $a=0$ ; б)  $n=1.2$ ,  $\Delta n=0.2$ ,  $a=5$ ,  $v_1=2$ ,  $v_2=2$ ; в)  $n=1.2$ ,  $\Delta n=0.2$ ,  $a=5$ ,  $v_1=2$ ,  $v_2=4$ .

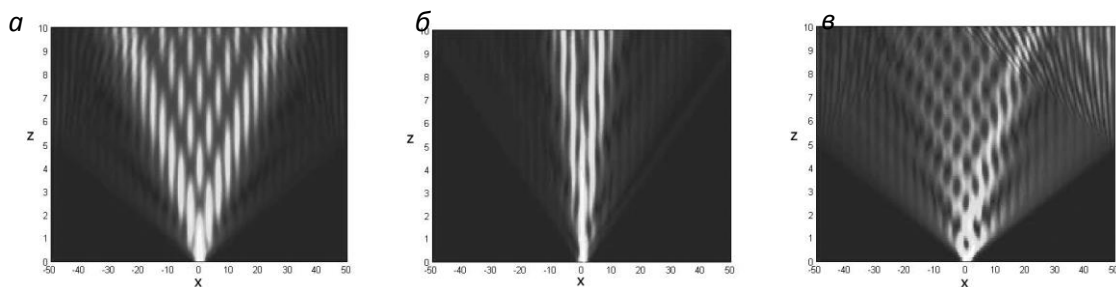


Рис. 3. Распространение пучка света через среду при разных углах  $\alpha$  падения: а)  $\text{tg } \alpha = 0$ ; б)  $\text{tg } \alpha = 1$ ; в)  $\text{tg } \alpha = 2$ .

**Динамика волновых пакетов при трехволновом параметрическом взаимодействии в условиях отстройки от фазового синхронизма***Минвалиев Р.Н.**Аспирант**Ульяновский Государственный Университет,**E-mail: romeldd@mail.ru*

Трехволновые (трехчастотные) взаимодействия охватывают широкий круг нелинейных явлений: возбуждение второй гармоники, генерацию суммарных и разностных волн, параметрическое усиление и распадную неустойчивость и др. В работе [1] был рассмотрен новый механизм компрессии импульсов, проявляющийся при трехчастотном параметрическом взаимодействии волн в условиях их фазового синхронизма. В связи с возможностью создания на основе указанного эффекта компактных компрессоров оптического излучения необходимо отметить, что в случае реального параметрического взаимодействия достижение фазового синхронизма весьма сложно. В сильно диспергирующих нелинейных средах при выполнении условия фазового синхронизма по частоте  $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$  фазовый синхронизм по волновым числам может не выполняться. При этом величина отстройки от фазового синхронизма  $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$  может быть достаточно большой. Однако, как показано в работе [2], наличие отстройки от фазового синхронизма может оказывать существенное влияние на динамику совокупного волнового пакета и позволяет осуществлять эффективное управление динамикой парциальных импульсов.

В данной работе решения исходных систем уравнений рассматриваются последовательно для двух случаев: случая мощной низкочастотной квазимонохроматичной волны накачки и случая высокочастотной накачки. Показано, что в приближении неистоимой волны накачки нелинейная задача трехволнового параметрического взаимодействия, реализуемого в условиях отстройки от фазового синхронизма, может быть сведена к задаче о линейном взаимодействии сигнальной и холостой волны с сильным полем низкочастотной волны накачки. Решение системы может быть записано в виде суперпозиции двух парциальных импульсов (ПИ). В работе вводится понятие эффективной дисперсии  $D_f$ , которое для режима полного фазового синхронизма  $\Delta k = 0$  совпадает с приведенным в работе [3]. Из полученных выражений, в частности, следует, что значения эффективной дисперсии групповых скоростей могут достигать огромных (по сравнению со стандартными значениями материальной дисперсии  $d \sim 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ ) величин, а именно  $|D_f| \sim 10^{-21} \div 10^{-24} \text{ с}^2/\text{м}$ .

Из решений, полученных в работе, так же следует, что скорость разбегания ПИ может меняться как в результате изменения интенсивности волны накачки, так и в результате изменения несущей частоты сигнальной волны, а также в результате варьирования скоростью фазы  $\beta$ . Следует отметить, что скорость распада единого волнового пакета может быть больше скорости света в вакууме. Последнее обстоятельство не противоречит специальной теории относительности (СТО), а только является следствием хорошо известного эффекта переформировки [4] связанного с трансформацией исходного импульса которая может иметь место в сильнодиспергирующей среде. Вместе с тем, представляется, что данная особенность рассматриваемых структур делает перспективным их использование для создания на их основе сверхбыстродействующих логических элементов принципиально нового типа.

Смещение несущей частоты  $\beta$  может быть получено в результате возбуждения в среде бегущей волны показателя преломления (ПП). В работах [5 – 8] для реализации ПП,

«бегущего» со скоростью  $V_f = c/n$ , предлагается использовать нелинейно-оптические среды с малым временем релаксации, в которых последовательности лазерных импульсов могут наводить движущуюся со световыми скоростями оптическую неоднородность. В качестве такой среды может быть использован обычный волоконный световод с кубической керровской нелинейностью. В планарной волноведущей структуре бегущий волновой фронт может быть получен с помощью лазерного «зайчика» [9, 10].

Нелинейный отклик любого материала всегда включает нелинейность следующих после квадратичной порядков (кубическую и т.д.), которая при определенных условиях может стать достаточно важной, чтобы конкурировать с квадратичной нелинейностью [11]. Поэтому в работе так же проанализированы решения системы уравнений, описывающих динамику импульсов при наличии в среде кроме квадратичной так же и кубической нелинейности. Здесь значение эффективного параметра отстройки от фазового синхронизма так же зависит от мощности волны накачки, что дает дополнительную возможность для управления динамикой ПИ. Однако в этом случае, взаимодействие ПИ определяется эффективным параметром  $\Delta\tilde{k}$ , зависящем в общем случае от мощности волны накачки от величины кубической нелинейности. Данное обстоятельство позволяет управлять эффективными параметрами отстройки от фазового синхронизма  $\Delta\tilde{k}$  и нелинейной связи  $\sigma$  за счет изменения параметров нелинейности и мощности волны накачки. Их изменение, как будет показано ниже, в свою очередь может влиять на динамику процесса взаимодействия волн.

Таким образом, при реализации трехволнового параметрического взаимодействия в среде с кубической и квадратичной нелинейностями для случая низкочастотной волны накачки возникает нелинейная связь между сигнальной и холостой волнами. В результате происходит перекачка энергии из одной волны в другую, которой можно эффективно управлять отстройкой от фазового синхронизма, существенно зависящей от мощности волны накачки. При этом возможен распад сигнального импульса на два автономных ПИ, которые имеют различную динамику, так как их эффективные дисперсии групповых скоростей отличаются не только по величине, но и по знаку. Скорость разбегания ПИ может меняться как в результате изменения мощности волны накачки, так и в результате изменения несущей частоты сигнальной волны. Ее величина может превышать скорость света в вакууме, что не противоречит основным положениям СТО, а является следствием эффекта переформировки в сильнодиспергирующей среде [8, 9]. Для практических приложений также может представлять интерес зависимость динамики распада единого волнового пакета от знака параметра  $\beta$ , которая приводит к существенному различию в поведении прямой и обратной волны для рассматриваемого световода с нестационарным показателем преломления. Выявленные особенности рассмотренных систем могут быть использованы при разработке на их основе оптических логических элементов и систем управления лазерным излучением принципиально нового типа.

#### Литература

1. Голенищев-Кутузов А.В. и др., Индуцированные доменные структуры в электро- и магнито- упорядоченных веществах (2003).
2. Золотовский И.О. и др., Оптика и спектроскопия, 109, 631 (2010).
3. Сухоруков А.П., Сухорукова А.К., Письма в ЖЭТФ, 34, 200 (1981).
4. Шварцбург А.Б., УФН 177, 43 (2007).
5. Киселев А.С. и др., Оптика и спектроскопия, 101, 124 (2006).
6. Розанов Н.Н., Письма в ЖЭТФ, 88, 577 (2008)
7. Розанов Н. Н., Оптика и спектроскопия, 106, 680 (2009).

8. Розанов Н. Н., ЖЭТФ, 135, 154 (2009).
9. Болотовский Б.М., Серов А.В., УФН, 159, 155 (1989).
10. Болотовский Б.М., Серов А.В., УФН, 175, 943 (2005).
11. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам (2005).

### Детектирование структурных микронеоднородностей в объёме прозрачных диэлектриков с помощью генерации третьей гармоники фемтосекундного лазерного излучения

**Шадуря И.В., Потёмкин Ф.В.**

Студент

МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов, Москва, Россия

E-mail: shadura.ivan@physics.msu.ru

Диагностика структурных неоднородностей в объёме прозрачных диэлектрических сред является важной задачей, как с точки зрения дефектоскопии объектов, так и прикладных технологий: оптической записи и считывания информации, лазерного микромашиинга, создания фотонно-кристаллических структур и т.д.

Процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) фемтосекундного лазерного излучения, острогофокусированного в объём прозрачного диэлектрика, обладает рядом особенностей, благодаря которым её можно использовать для регистрации структурных неоднородностей:

- нелинейная восприимчивость третьего порядка  $\chi^{(3)}$  отлична от нуля во всех средах;
- при острой фокусировке лазерного излучения в центр изотропной среды эффективность преобразования излучения в третью гармонику  $\eta_{3\omega}$  равна нулю в результате деструктивной интерференции;
- при фокусировке излучения на границы среды или при наличии в объёме среды микронеоднородности эффективность  $\eta_{3\omega}$  отлична от нуля.

Целью настоящей работы было создание автоматизированной системы сканирования объёма прозрачных диэлектриков на наличие неоднородностей с помощью процесса ГТГ фемтосекундного лазерного излучения системы на хром-форстерите. Для получения микронного разрешения методики и уверенной регистрации несинхронного сигнала третьей гармоники лазерное излучение системы на хром-форстерите остро фокусировалось ( $NA=0,4$ ) в объём образца плавленного кварца толщиной 1,5 мм (Рис. 1). При этом интенсивность лазерного излучения в фокальной плоскости достигала величины  $\sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, что всего на порядок ниже порога оптического пробоя прозрачных диэлектриков  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.

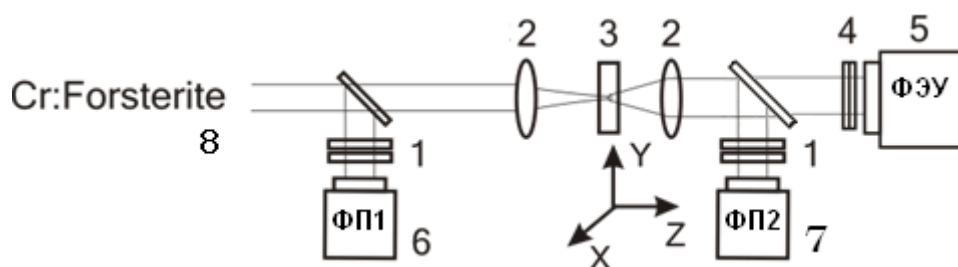


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — нейтральный светофильтр, 2 — острофокусирующие линзы ( $NA=0,4$ ), 3 — помещенный на трёхкоординатную подвижку исследуемый образец из плавленного кварца, 4 — полосовой фильтр ( $\lambda=410$  нм,  $\Delta\lambda=10$  нм), 5 — ФЭУ для регистрации сигнала третьей гармоники, 6 — фотоприёмник для

контроля падающей энергии лазерного излучения, 7 — фотоприёмник для контроля прошедшей энергии лазерного излучения, 8 — излучение лазера на кристалле хром-форстерита ( $\tau=140$  фс,  $\lambda=1,24$  мкм,  $E=0,01\div 0,1$  мкДж).

Эксперимент проводился в автоматическом режиме: перемещение подвижки с шагом 0,625 мкм по трём координатам было синхронизировано с частотой следования лазерных импульсов 10 Гц; в каждом выстреле автоматически измерялись энергии падающего и прошедшего лазерного излучения, а также энергия сигнала третьей гармоники.

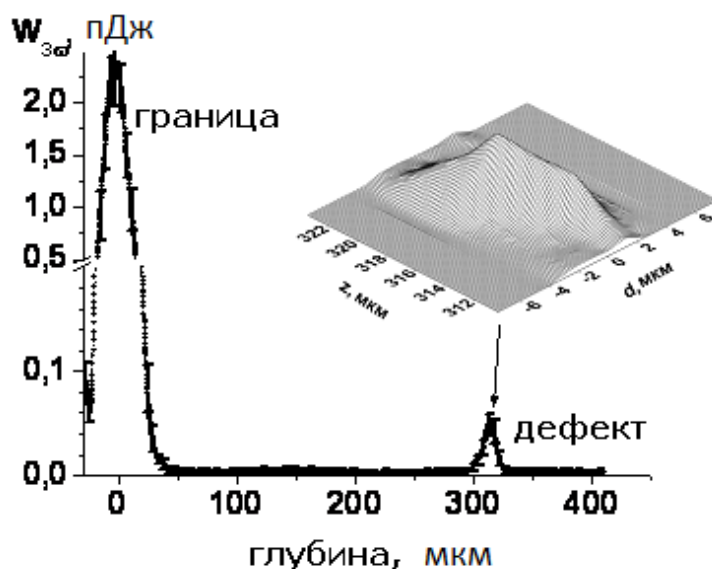


Рис. 2. Результат сканирования объёма плавленного кварца с помощью процесса ГТГ.  $W_{3\omega}$  — энергия сигнала третьей гармоники.

На Рис. 2 представлены результаты эксперимента. Зарегистрирован дефект структуры плавленного кварца с размерами 15x4 мкм.

Таким образом, процесс ГТГ фемтосекундного лазерного излучения может быть эффективно использован для регистрации дефектов в объёме прозрачных диэлектриков. Кроме этого, выбранная методика может быть применена для детектирования динамических неоднородностей в объёме диэлектрических сред, например, лазерно-индуцированной плазмы с временным разрешением.

**Экспериментальное исследование влияния качества пространственной моды фемтосекундного лазерного излучения на процесс формирования филамента в воздухе.****Волков М.В.**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: mv.volkov@physics.msu.ru

В экспериментах по исследованию филаментации фемтосекундного лазерного импульса в газах и сопутствующих явлений, таких, как генерация суперконтинуума, перестраиваемых по частоте предельно коротких импульсов, терагерцового излучения и т.п., необходимо использовать лазерный импульс с мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки в газе. В настоящее время большинство экспериментальных групп для создания филамента используют лазерное излучение генерируемое лазерной системой на кристалле сапфира с титаном. Наличие нескольких каскадов многопроходных усилителей в таких лазерных системах неизбежно приводит к ухудшению качества пространственной моды лазерного импульса. В результате мода лазерного импульса значительно отличается гауссовской.

В данной работе экспериментально исследовано влияние качества пучка лазерного импульса на процесс образования филамента. Особое внимание уделено влиянию фактора  $M^2$  и эллиптичности моды.

В эксперименте для формирования филамента использовалось излучение, генерируемое лазерной системой на кристалле Ti:Sa с центральной длиной волны 805 нм, частой повторения импульсов 10 Гц, длительностью 55 фс, и энергии от 0.5 до 4.5 мДж (см. рис. 1). В ходе исследования использовалось два различных типа пучка: в первом

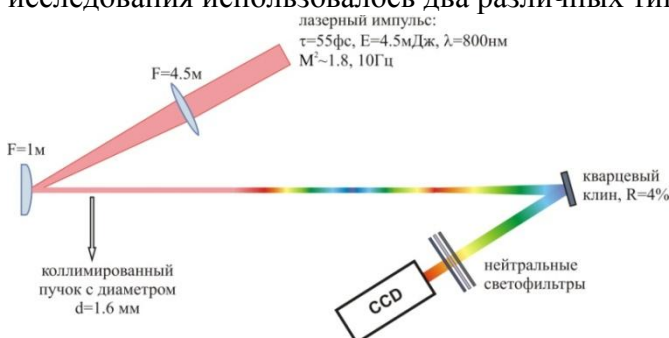


Рис.1 Схема экспериментальной установки

относительно короткого (2-3 м) филамента пучок предварительно уменьшался с 1 см до 1,6 мм в диаметре, с помощью телескопа, состоящего из собирающей линзы с фокусным расстоянием 4.5 м рассеивающего сферического зеркала с фокусным расстоянием 1 м. Для диагностики пространственной моды на оси распространения излучения вдоль филамента располагался кварцевый клин, от поверхности которого отражалось 4% излучения. Отражённая часть проходила набор нейтральных светофильтров и регистрировалась CCD камерой. Следует отметить, что при малом диаметре пучка дифракционная длина сравнима с расстоянием от клина до матрицы камеры, поэтому измеренный диаметр пучка в филаменте имеет завышенное значение, что, однако, не влияет на качественную картину формирования фокуса.

На рисунке 2 показана экспериментально полученная зависимость диаметра пучка в филаменте от расстояния вдоль распространения излучения от сферического зеркала в телескопе. В данном случае использовался пучок с  $M^2=2$ . Хорошо заметно, что филамент начинает формироваться на расстоянии около 240 см. Оценить длину самофокусировки можно по известной формуле Марбургера [1]:



$$z_f = \frac{0,367 k a^2}{\sqrt{\left(\left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{1/2} - 0,852\right)^2 - 0,0219}}, \quad (1)$$

являющейся обобщением результатов численного моделирования стационарной самофокусировки гауссовского пучка с изначально плоским фронтом. Рассчитанное по формуле (1) расстояние самофокусировки составляет 165 см. Эта величина значительно отличается от значения, оцененного в эксперименте. Изменение формулы (1) с учетом фактора  $M^2$  позволяет получить более адекватные оценки.

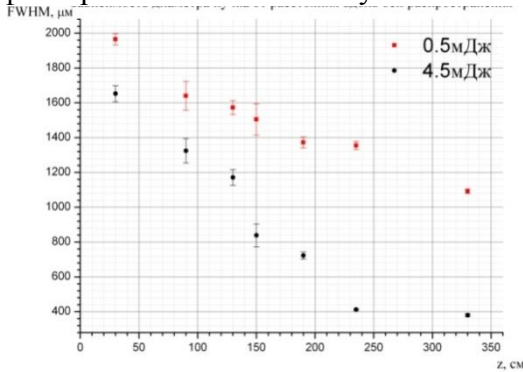


Рис. 2 Зависимость диаметра пучка от расстояния вдоль оси распространения

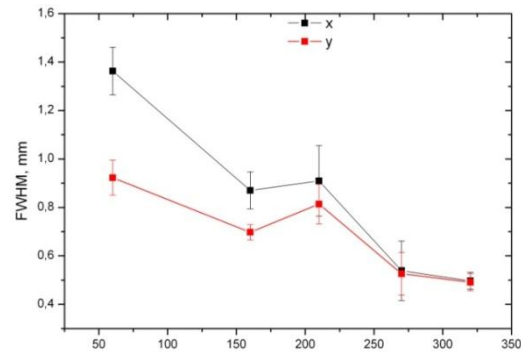


Рис.3 Зависимость полуосей эллипса от расстояния вдоль оси распространения

Решая нелинейное уравнение Шредингера в безабберационном приосевом приближении можно получить аналитическую формулу для изменения радиуса гауссовского пучка [2]:

$a^2(z) = a_0^2 + \left(1 - \frac{P}{P_{cr}}\right) \frac{2z^2}{k^2 a_0^2}$ . Если учесть, что угловая расходимость пучка больше в  $M^2$  раз, и

принять за точку фокусировки  $z: a(z)=0$ , получим:  $z_f = \frac{k a_0^2 / M^2}{\sqrt{\frac{P}{P_{cr} M^4} - 1}}$ .

Поскольку формула Марбургера является следствием более точного численного решения той же задачи, можно ожидать, что модифицированное выражение:

$$z_f = \frac{0,367 k a^2 / M^2}{\sqrt{\left(\left(\frac{P}{P_{cr} M^4}\right)^{1/2} - 0,852\right)^2 - 0,0219}} \quad (2)$$

позволит оценить длину самофокусировки пучка с данным  $M^2$ . Данная формула даёт значение 235 см что значительно лучше согласуется с экспериментом.

В эксперименте по исследованию влияния эллиптичности пространственной моды пучка на процесс формирования филамента по мере распространения излучения наблюдалось равномерное уменьшение размера моды пучка с последовательной самофокусировкой то по одной, то по другой оси эллипса. При приближении к моменту формирования филамента размер полуосей эллипса сравнялся (см. рис. 3). Подобное поведение пространственной моды излучения хорошо согласуется результатами численного моделирования [3].

Таким образом, показано, что наличие негауссовской пространственной моды излучения приводит к увеличению критической мощности самофокусировки и расстояния до точки формирования филамента. Для расчета расстояния самофокусировки пучка предложено модифицированное выражение на основе формулы Марбургера с учетом фактора качества пучка.

### Литература

1. J.H. Marburger, «Self-focusing: Theory», Prog. Quantum Electron. **4**, 35-110 (1975).
2. Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, New York (1984).
3. Численное моделирование выполнено Н.А. Пановым и О.Г. Косаревой

**Влияние процесса двухфотонного поглощения в кристалле GaAs, помещенном внутри резонатора лазера, на форму генерируемых наносекундных импульсов*****Аль-Хужейри Р.М., Белякова Т.С.****Студентки**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: [rma.alkhuzheyri@gmail.com](mailto:rma.alkhuzheyri@gmail.com)*

Обнаружено увеличение длительности и сглаживание огибающей наносекундных импульсов лазера на алюминате иттрия, легированного ионами неодима, работающего в режиме модуляции добротности, при внесении внутрь резонатора тонкой GaAs пластины. Изменение формы объяснено действием отрицательной обратной связи, обусловленной процессом двухфотонного поглощения в полупроводниковой пластине.

Отличительной особенностью лазеров на алюминате иттрия с ионами неодима, работающего в режиме модуляции добротности, ограничивающей возможности их практического применения, является большая вероятность проявления одновременно с процессом модуляции добротности, процесса самосинхронизации продольных мод [1]. Это приводит к изрезанности генерируемых наносекундных импульсов, и значительному, трудно контролируемому, увеличению пиковой мощности на отдельных участках генерируемого импульса. В связи с этим целью представленной работы было изучение влияния дополнительно введенной внутрь резонатора отрицательной обратной связи (двухфотоннопоглощающей полупроводниковой пластины) на динамику процесса формирования наносекундных импульсов лазера.

Измерения проводились на лазере с активным элементом длиной 100 мм, длиной резонатора  $L = 96$  см. Режим модуляции добротности обеспечивался элементом Поккельса (кристалл DKDP длиной 20 мм). Типичный импульс, генерируемый таким лазером, представлен на рис.1 (кривая а). Отчетливо видна его дополнительная модуляция обусловленная проявлением процесса самосинхронизации мод. Модуляция носит периодический характер с периодом, совпадающим со временем прохода светом двойной длины резонатора.

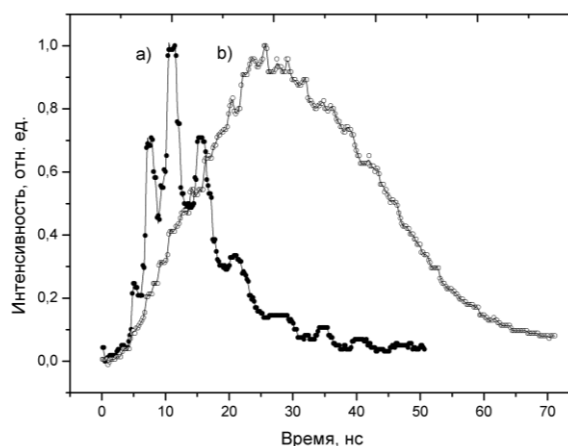


Рис.1 Импульс, генерируемый лазером а) без пластинки GaAs в резонаторе, б) с пластинкой GaAs

С целью подавления модуляции генерируемого наносекундного импульса внутри резонатора устанавливалась плоскопараллельная пластина GaAs толщиной 460 мкм. Использование такой пластины приводило к увеличению длительности импульса (примерно в 3 раза) и его сглаживанию (рис. 1, кривая b).

Наблюдаемое изменение формы генерируемого импульса, видимо, можно объяснить влиянием дополнительной отрицательной обратной связи на процесс генерации импульса. Отрицательная обратная связь обусловлена процессом двухфотонного поглощения излучения лазера на основной частоте в полупроводниковой пластине GaAs. Чем больше интенсивность светового поля внутри резонатора, тем больше этот свет поглощается в пластине. Это приводит к значительному уменьшению контраста модуляции генерируемого импульса.

Увеличение длительности всего импульса, как и в работе [2], также объясняется влиянием дополнительной отрицательной обратной связи на динамику процесса генерации импульсов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ 11-02-00424.

### Литература

1. А.К. Комаров, К.П. Комаров, А.С. Кучьянов, Квантовая электроника 33, № 2, с. 163 (2003)
2. В.А. Алешкевич, В.В. Арсеньев, В.С. Днепровский, Д.Н. Клышко, Л.А. Сысоев, Письма в ЖЭТФ 9, № 4, с. 209 (1969)

**Параметрическая рефракция света при акустооптическом взаимодействии**  
**Мещеряков А.В.**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: a.v.mesheryakov@gmail.com

Акустооптические устройства находят широкое применение в современных оптоэлектронных приборах. В современной акустооптике требуется постоянно совершенствовать акустооптические приборы, поэтому при расчетах их характеристик необходимо учитывать все новые эффекты [1], которые не удается описать традиционными методами [2].

В данной работе исследуется эффект параметрического преломления и отражения оптических пучков при взаимодействии света с акустической волной при малом угле падения света на ультразвук. Система уравнений, описывающая взаимодействие световых и звуковых волн при учете дифракции 1-го порядка, может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned}\Delta_{\perp} B_a - 2i(\vec{K}\vec{\nabla})B_a &= 0, \\ \Delta_{\perp} B_0 - 2i(\vec{k}_0\vec{\nabla})B_0 + k_0^2 p B_a B_1 e^{i(\vec{\eta}_1\vec{r})} &= 0, \\ \Delta_{\perp} B_1 - 2i(\vec{k}_1\vec{\nabla})B_1 + k_1^2 p B_a^* B_0 e^{-i(\vec{\eta}_1\vec{r})} &= 0,\end{aligned}\tag{1}$$

где  $p$  – эффективная константа фотоупругости,  $B_0$  и  $B_1$  – амплитуды света в нулевом и в первом порядке дифракции,  $B_a$  – амплитуда акустической волны,  $\vec{K}$ ,  $\vec{k}_0$  и  $\vec{k}_1$  – волновые вектора ультразвука и света нулевого и первого порядка дифракции. Вектор расстройки в выражении (1)  $\vec{\eta}_1 = \vec{k}_1 + \vec{K} - \vec{k}_0$  направлен коллинеарно направлению распространения волн.

Выберем в качестве направления распространения ось  $x$  и введем обозначения:  $C_a = B_a$ ,  $C_0 = B_0$ ,  $C_1 = B_1 e^{i(\vec{\eta}_1\vec{r})}$ . При этом будем считать, что акустическая волна – это волна накачки, а значит ее мощность меняется незначительно.  $B_0$  – сигнальная волна,  $B_1$  – холостая волна, амплитуда которой до взаимодействия равна нулю. С учетом этого, выражение (1) запишется в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 C_a}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial C_a}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial^2 C_0}{\partial y^2} - 2ik_0 \frac{\partial C_0}{\partial x} &= -k_0^2 p C_a C_1, \\ \frac{\partial^2 C_1}{\partial y^2} - 2ik_1 \frac{\partial C_1}{\partial x} &= -2ik_1 \eta_1 C_1 - k_1^2 p C_a^* C_0.\end{aligned}\tag{2}$$

Если условие синхронизма нарушено  $\vec{\eta}_1 \neq 0$ , то возникает каскадный процесс, при котором холостая волна возбуждается локально с малой амплитудой  $C_1 = ik_1 p C_a^* C_0 / 2\eta_1$ . В результате уравнение для амплитуды сигнальной волны можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial^2 B_0}{\partial y^2} - 2ik_0 \frac{\partial B_0}{\partial x} = \frac{-ik_0^2 k_1 p^2 |B_a^2| B_0}{2\eta_1} = -ik_0^2 n_{nl} B_0.$$

Данное уравнение описывает распространение волны в среде с показателем преломления  $n = n_0 + n_{nl}$ , где  $n_{nl} = k_1 p^2 |B_a^2| / 2\eta_1$  – нелинейная часть коэффициента преломления, индуцированная волной накачки  $B_a$ . Таким образом, акустическая волна создает оптическую

неоднородность в среде, поэтому световой пучок, падающий под углом к пучку накачки, будет преломляться или испытывать полное отражение [3]. В данном выражении можно перейти от амплитуды к плотности мощности ультразвука, используя выражение:  $p_a = \rho v^3 |B_a|^2 / 2$ , где  $v$  – скорость звука в среде, а  $\rho$  – плотность среды. Очевидно, что нелинейная часть коэффициента преломления  $n_{nl}$  будет иметь наибольшее значение при  $\eta_1 \rightarrow 0$ . Однако необходимо выполнить требование отсутствия брэгговского синхронизма.

Так как на практике в акустооптике используются акустические пучки с прямоугольным начальным профилем, зависимость эффективности дифракции от величины вектора расстройки, имеет вид  $\zeta = B_1(x) / B_0(0) = \sin^2(\sqrt{q^2 + \eta_1^2} x) / (q^2 + \eta_1^2)$  [2]. Очевидно, что наибольшее значение  $n_{nl}$  будет достигаться, если значение  $\eta_1$  соответствует первому минимуму зависимости  $\zeta(\eta_1)$ . Акустооптические приборы характеризуются полосой частот ультразвука  $\Delta f$  в пределах которой эффективность дифракции изменяется не более, чем в два раза. Если в рассматриваемой задаче условие синхронизма нарушается за счет изменения частоты ультразвука, а не угла падения света, то оптимальное значение вектора расстройки будет равно  $\eta_1 = 1,1 \Delta f / v$ . Таким образом, максимально возможная величина индуцированного показателя преломления будет определяться выражением:

$$n_{nl} = \frac{k_1 p_a v M_2}{2,2 \Delta f n_0^3 n_1^3},$$

где  $M_2 = n_0^3 n_1^3 p^2 / \rho v^3$  – коэффициент акустооптического качества,  $n_0$  и  $n_1$  – показатели преломления для света нулевого и первого порядка дифракции.

Исследованный в работе эффект может наблюдаться на практике в таких акустооптических приборах как коллинеарные и квазиколлинеарные фильтры. Данные устройства характеризуются весьма узкой полосой  $\Delta f$  и из-за большой длины взаимодействия очень чувствительны к углу падения и расходимости оптического пучка. Поэтому рефракция оптического пучка при акустооптическом взаимодействии может повлиять на работу таких приборов. Расчеты, проведенные на основе характеристик квазиколлинеарного акустооптического фильтра, созданного для работы в волоконно-оптических WDM системах [4] показали, что эффективный показатель преломления может достигать величины  $n_{nl} = 10^{-5} - 10^{-4}$ . Так как длина акустооптического взаимодействия в фильтре достигает 6,7 мм, полученное возмущение показателя преломления может привести к заметному изменению траектории светового луча нулевого порядка дифракции.

#### Литература

1. Ю.С. Доброленский и др., Квант. электроника 38, № 1, 46, (2008).
2. В.И. Балакший и др., Физические основы акустооптики. Москва: Радио и связь. 1985.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков, Изв. Рун. Сер. физ. 72, № 12, 1691, (2008).
4. В.Я. Молчанов и др., Квант. электроника, 39, № 4, 353, (2009).

**Взаимодействие оптических импульсов с движущейся нелинейно-индуцированной  
решеткой****Войтова Т.А.**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: [voitovata@mail.ru](mailto:voitovata@mail.ru)

В данной работе представлена оригинальная теория дифракции оптического импульса на попутно движущейся решетке, индуцированной в нелинейной среде. Такую решетку можно получить, используя интерференцию двух импульсов накачки с близкими частотами в кубично-нелинейной среде или их каскадное трехчастотное взаимодействие в среде с квадратичной нелинейностью. Ранее рядом авторов были изучены свойства пространственных периодических структур в нелинейных средах [1-3]. В данной работе развита теория дифракции оптических импульсов на попутно движущейся индуцированной решетке: описана динамика дискретной дисперсии во временном домене, генерации суб-импульсов, подавления дисперсионного уширения и захвата сигнала в параметрический солитон.

Взаимодействие сигнальной волны на частоте  $\omega_2$  с волной накачки  $\omega_1$  и суммарной волной  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  с большой расстройкой волновых векторов  $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$  в каскадном приближении можно представить как распространение сигнала в оптически неоднородной среде:

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

где  $A_j$  - медленно меняющаяся комплексная амплитуда;  $n_{nl} = -\gamma_2 \gamma_3 (k_{20} \Delta k)^{-1} |A_1(\tau)|^2$  - профиль неоднородности, повторяющий распределение интенсивности импульса накачки;  $\tau = t - z/u_1$  - бегущее время;  $u_1$  - групповая скорость;  $v_{j1} = u_j^{-1} - u_1^{-1}$  - расстройка обратных групповых скоростей;  $D_2 = 1/2 (\partial^2 k_j / \partial \omega^2)$  - коэффициент дисперсии второго порядка;  $\gamma$  - коэффициент нелинейности.

Уравнение (1) решалось численными методами при задании огибающей бигармонической накачки в виде:

$$A_1(\tau) = E_1 \sin(\Omega_1 \tau) \exp(iD_1 \Omega_1^2 z). \quad (2)$$

При средней глубине модуляции наблюдается дискретная дифракция на периодической последовательности импульсов накачки, в результате которой на выходе из среды появляются нескольких суб-импульсов на сигнальной частоте (рис. 1). По аналогии с описанием дискретной дифракции одиночного пучка можно найти решение уравнения (1) в дискретной форме, представляя решетку как набор элементарных связанных между собой волноводов:

$$A_{2n} = E_2 (i)^n J_n(2Cz). \quad (3)$$

Здесь  $C = C(\gamma E_1^2, \tau_0)$  - коэффициент связи соседних ячеек решетки,  $n$  - номер суб-импульса накачки. С увеличением интенсивности накачки усиливается связь и сигнал может захватиться одним из суб-импульсов накачки в параметрический солитон. Таким образом, подбирая мощность бигармонической накачки, можно получать на выходе из среды нужное число оптических импульсов.

Если сигнальные импульсы распространяются с другой скоростью, чем нелинейно индуцированная решетка, то наблюдаются другие не менее интересные эффекты. С увеличением величины расстройки сигнал проходит через решетку, не чувствуя ее.

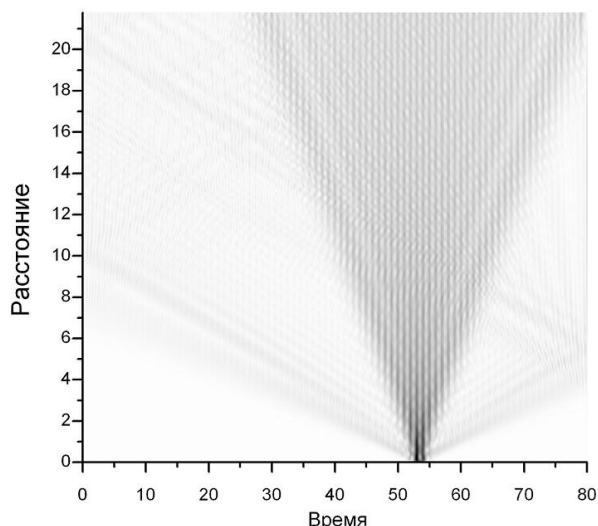


Рис. 1(a). Дискретная дисперсия сигнального импульса при групповом синхронизме  $v_{21} = 0$ ,  $D_2 = 0.5$ ,  $\gamma_1 = 10$

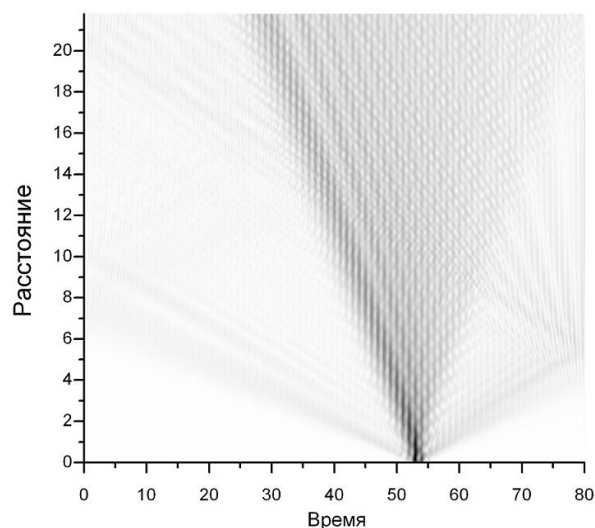


Рис. 1(б). Дискретная дисперсия сигнального импульса с расстройкой  $v_{21} = 0.8$ ,  $D_2 = 0.5$ ,  $\gamma_1 = 10$

Симметричное распределение сигнала по индуцированным каналам на выходе из среды (рис. 1а) в случае синхронного движения решетки и сигнального импульса становится асимметричным при введении расстройки скоростей  $v_{21} = 0.8$  (рис. 1б).

Также путем численного моделирования установлено, что при выполнении условия бездисперсионного распространения:

$$v_{21} = \pm \pi D_2 / \tau_0, \quad (4)$$

где  $\tau_0$  - период решетки, длительность импульса не изменяется. Можно показать, что для импульса, изображенного на рис. 1а, при групповой расстройке  $v_{21} = 1.57$  длительность на выходе из среды такая же, как и на входе в среду. Таким образом, можно селективировать импульсы по скоростям.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 09-02-01028, 10-02-90010-Бел\_а, 11-02-00681

### Литература

1. Eisenberg H.S., Silberberg Y., Moradotti R., Boyd A.R., Aitchison J.S. Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3383.
2. Lederer F., Stegeman G.I., Christodoulides D.N. *et. al.* Discrete solitons in optics // Phys. Rep. 2008. V. 463. P. 1.
3. Сухорукова А.К., Сухоруков А.П., Лобанов В.Е., Боровкова О.В. Дискретная дифракция на каскадно-индуцированной периодической решетке // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 19-22.

**Плазмон-поляритонные моды в трехслойной симметричной структуре с оптической активностью***Левкина Г.Ю., Сапарина Д.О.**Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия**E-mail: [levkinagu@mail.ru](mailto:levkinagu@mail.ru)*

Плазмон-поляритонные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических и магнитных проницаемостей, локализируются вблизи нее. Такие волны могут возбуждаться на границе диэлектрика и металла [1,2] или метаматериала [4,5]. В обоих случаях поверхностные волны могут иметь только строго определенную поляризацию. В нашей работе [3] теоретически исследовано распространение поверхностных волн вдоль границы оптически активных сред и металла или метаматериала.

В данной работе исследуются поверхностные плазмон-поляритонные волны в трехслойной среде, где слой металла заключен между двумя полубесконечными слоями сред с оптической активностью (рис.1).

В линейном приближении по коэффициенту гирации  $\alpha$  нами получено дисперсионное уравнение:

$$e^{-4\gamma_m a} = \frac{(\varepsilon_{g1}\gamma_m + \varepsilon_m\gamma_{10})(\varepsilon_{g2}\gamma_m + \varepsilon_m\gamma_{20})}{(\varepsilon_{g1}\gamma_m - \varepsilon_m\gamma_{10})(\varepsilon_{g2}\gamma_m - \varepsilon_m\gamma_{20})},$$

где  $\gamma_{i0,m} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{gi,m} \mu_{gi,m}}$  – коэффициенты локализации в нулевом приближении по коэффициенту гирации  $\alpha$ ,  $\varepsilon_{gi,m}$  и  $\mu_{gi,m}$  – диэлектрические и магнитные проницаемости,  $i = 1,2$ ,  $a$  – толщина слоя металла,  $\beta$  – постоянная распространения,  $k_0$  – величина волнового вектора в вакууме. В случае симметричной трехслойной структуры дисперсионное уравнение имеет два решения, при этом две различные постоянные распространения  $\beta_{\pm}$  соответствуют двум возможным профилям мод: симметричному и антисимметричному.

Коэффициент гирации в линейном приближении не входит в дисперсионное уравнение, следовательно, оптическая активность не влияет на постоянную распространения. На рисунке 2 представлены дисперсионные зависимости для случая распространения плазмон-поляритонной волны в слое металла толщиной 40 нм, заключенного между двумя одинаковыми оптически активными средами с диэлектрическими и магнитными проницаемостями равными соответственно  $\varepsilon_{g1} = \varepsilon_{g2} = 1,5$ ,  $\mu_{g1} = \mu_{g2} = 1$  и для случая границы двух полубесконечных сред.

Важно отметить, что внутри оптически активных сред плазмон-поляритонная волна представляет собой сумму двух экспоненциально затухающих компонент с различными коэффициентами локализации  $\gamma_{a,b}$ , соответствующих двум собственным объемным волнам с правой и левой круговой поляризацией:

$$\vec{E} = \vec{E}_a e^{-\gamma_a |z| + i\beta x} + \vec{E}_b e^{-\gamma_b |z| + i\beta x},$$

где  $x$  и  $z$  – продольная и поперечная координата соответственно. На рисунках 3 и 4 изображены зависимости коэффициентов локализации в диэлектрике от частоты для оптической активности  $\alpha k_0 = 0,05$  и от коэффициента гирации для частоты  $\omega = 1,02 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$  ( $k_0 = 3,4 \text{ мкм}^{-1}$ ) соответственно.

Существенное изменение претерпевает поляризация плазмон-поляритонных волн. Установлено, что отличны от нуля все шесть компонент поля, причем появившиеся вследствие гиротропии диэлектрика компоненты пропорциональны коэффициенту гирации, а



остальные компоненты поля остаются такими же, что и в случае отсутствия оптической активности.

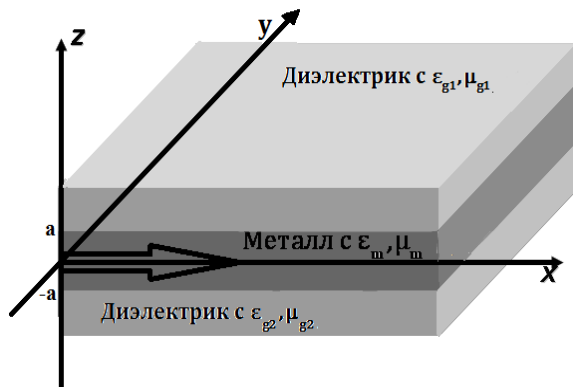


Рис. 1. Геометрия распространения поверхностной электромагнитной волны в 3-слойной среде.

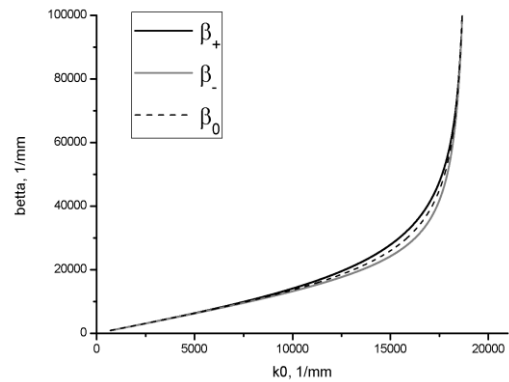


Рис. 2. Дисперсионная зависимость ( $a = 40\text{нм}$ ,  $\epsilon_{g1} = \epsilon_{g2} = 1,5$ ,  $\mu_{g1} = \mu_{g2} = 1$ ).

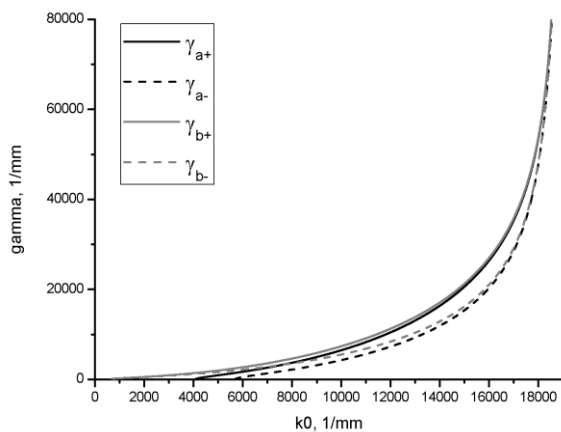


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициентов локализации ( $\alpha k_0 = 0,05$ ).

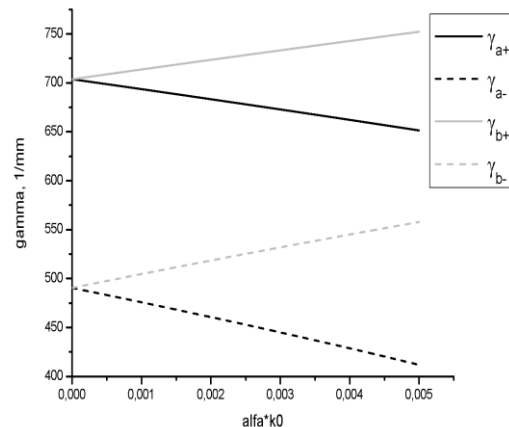


Рис. 4. Зависимость коэффициентов локализации от коэффициента гирации ( $\omega = 1,02 \cdot 10^{15} \text{Гц}$ ).

Таким образом, в симметричной трехслойной структуре оптическая активность в линейном приближении не влияет на величину постоянной распространения. Как и в случае негеротропных внешних сред в слое металла могут существовать симметричные и антисимметричные моды с разными значениями постоянной распространения. Вследствие гиротропии изменяется поляризация плазмон-поляритонных волн, отличны от нуля все шесть компонент поля.

### Литература

1. Князев Б.А., Кузьмин А.В. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.
2. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10. С. 92-98.
3. Левкина Г.Ю., Сапарина Д.О., Калиш А.Н., Сухоруков А.П. Поверхностные плазмон-поляритонные волны в оптически активных средах // Изв. РАН. Серия физическая. 2010. Т. 38. №12. С. 1800 – 1803.
4. Ruppin R. Surface polaritons of a left-handed medium // Physics Letters A. 2000. Vol. 277, Pp. 61-64.
5. Shadrivov I.V., Sukhorukov A.A., Kivshar Yu.S. *et al.* Nonlinear surface waves in left-handed materials // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016617.

**Временная эволюция экситон-поляритонов в микрорезонаторах****Васильева Ольга Федоровна***Преподаватель, младший научный сотрудник**Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко  
физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова**E-mail: [florina\\_of@mail.ru](mailto:florina_of@mail.ru)*

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами. Такие состояния называют микрорезонаторными экситон-поляритонами. Они возникают благодаря сильной связи экситонов с собственными модами электромагнитного излучения микрорезонатора. В режиме сильной связи экситонная и фотонная моды расталкиваются и возникают верхняя и нижняя микрорезонаторные поляритонные моды. Фотонная компонента поляритона обуславливает его малую эффективную массу, тогда как экситонная компонента отвечает за эффективное поляритон-поляритонное взаимодействие, благодаря чему они могут рассеиваться друг на друге. Непараболичность нижней поляритонной ветви допускает возникновение параметрического процесса, в результате которого два поляритона накачки рассеиваются в сигнальную и холостую моды с сохранением энергии и импульса. Поэтому огромный интерес вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильно нелинейные свойства [1-8].

Мы изучили динамику экситон-поляритонов в режиме параметрического осциллятора. Нами рассмотрена ситуация, когда поляритоны возбуждаются на нижней ветви закона дисперсии под «магическим» углом. Процесс параметрического рассеяния двух поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды описывается гамильтонианом вида

$$H = \hbar\omega_p a_p^+ a_p + \hbar\omega_s a_s^+ a_s + \hbar\omega_i a_i^+ a_i + \hbar\mu(a_p a_p a_s^+ a_i^+ + a_s a_i a_p^+ a_p^+), \quad (1)$$

где  $\omega_p, \omega_s$  и  $\omega_i$  - собственные частоты поляритонов накачки ( $\omega_p$ ), сигнальной ( $\omega_s$ ) и холостой ( $\omega_i$ ) мод,  $\mu$  - константа параметрической поляритон-поляритонной конверсии,  $\hat{a}_p, \hat{a}_s, \hat{a}_i$  - оператор уничтожения поляритона соответствующей моды. Используя (1), можно получить систему гайзенберговских уравнений для этих операторов. Усредняя эту систему и используя приближение среднего поля (mean field approximation) [9], можно получить систему нелинейных эволюционных уравнений для комплексных амплитуд поляритонов  $a_{p,s,i} = \langle \hat{a}_{p,s,i} \rangle$ .

Вводя далее в рассмотрение плотности поляритонов  $n_{p,s,i} = a_{p,s,i}^* a_{p,s,i}$  и две компоненты поляризации  $Q = i(a_p a_p a_s^* a_i^* - a_s a_i a_p^* a_p^*)$ ,  $R = a_p a_p a_s^* a_i^* + a_s a_i a_p^* a_p^*$ , нами получена следующая система нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{n}_p &= 2\mu Q, \quad \dot{n}_s = \dot{n}_i = -\mu Q, \\ \dot{Q} &= \Delta R + 2\mu(4n_p n_s n_i - n_p^2 n_s - n_p^2 n_i), \quad \dot{R} = -\Delta Q, \end{aligned} \quad (2)$$

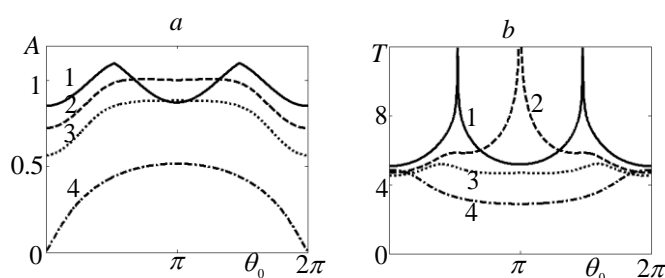
где  $\Delta = 2\omega_p - \omega_s - \omega_i$  - расстройка резонанса. Начальные условия для новых функций представляем в виде:

$$\begin{aligned} n_{p|t=0} &= |a_{p0}|^2 = n_{p0}, \quad n_{s|t=0} = |a_{s0}|^2 = n_{s0}, \quad n_{i|t=0} = |a_{i0}|^2 = n_{i0}, \\ Q_{t=0} &\equiv Q_0 = 2n_{p0} \sqrt{n_{s0} n_{i0}} \sin \theta_0, \quad R_{t=0} \equiv R_0 = 2n_{p0} \sqrt{n_{s0} n_{i0}} \cos \theta_0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\theta_0 = \varphi_{s0} + \varphi_{i0} - 2\varphi_{p0}$  - начальная разность фаз, а  $\varphi_{p0}, \varphi_{s0}, \varphi_{i0}$  - начальные фазы соответствующих комплексных амплитуд поляритонов. Полученная система нелинейных

дифференциальных уравнений (2), описывает временную эволюцию плотностей поляритонов накачки, сигнальной и холостой мод. Решение данной системы уравнений найдено с помощью эллиптических функций Якоби.

Показано, что динамика поляритонов в режиме параметрического осциллятора представляет собой периодическое превращение пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод и обратно. Период и амплитуда таких колебаний существенно зависят от начальной плотности поляритонов, начальной разности фаз и расстройки резонанса (рис.1). При определенном соотношении между параметрами возможна также аperiodическая эволюция системы, которая сводится к превращению части поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод, чем эволюция и заканчивается. Существенная зависимость периода и амплитуды колебаний поляритонов от начальной разности фаз свидетельствует о возможности фазового управления динамикой системы. Аналогичный эффект предсказывался ранее для процесса атомно-молекулярной конверсии в условиях бозе-эйнштейновской конденсации атомов и молекул [10, 11].



**Рис.1.** Зависимость амплитуды  $A$  и периода  $T$  колебаний плотности поляритонов накачки от начальной разности фаз  $\theta_0$  для значений  $\alpha = \frac{\Delta}{2\mu m_{p0}}$ , равных 1–0.01, 2–0.14, 3–0.3, 4–0.9.

### Литература

1. D.M. Whittaker. Phys. Rev. **B 63**, 193305 (2001).
2. C.Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud, A. Quattropani. Phys. Rev. **B 62**, R 4825 (2000).
3. P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, R.M. Stevenson, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. Phys. Rev. Lett. **84**, 1547 (2000).
4. J.J. Baumberg, P.G. Savvidis, R.M. Stevenson, A.I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. Phys. Rev. **B 62**, R 16247 (2000).
5. C.Ciuti. Phys. Rev. **B 69**, 245304 (2004).
6. P. Schwendimann, C.Ciuti, A. Quattropani. Phys. Rev. **B 68**, 165324 (2003).
7. P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, D. Porras, D.M. Whittaker, M. S. Skolnick, J.S. Roberts. Phys. Rev. **B 65**, 073309 (2002).
8. I.A. Shelykh, A.V. Kavokin, G. Malpuech. Phys. Status Solidi **B 242**, 2271 (2005).
9. Л.П. Питаевский. УФН, **168**, 641 (1998).
10. П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко. Письма в ЖЭТФ, **83**, 120 (2006); ЖЭТФ, **131**, 425 (2007).
11. P.I. Khadzhi, D.V. Tkachenko. J. of Nanoelectronics and Optoelectronics, **4**, 101, (2009).

**Физика нелинейно-оптического ограничения в калиево-алюмооборатном и силикатном стекле с наночастицами хлорида меди**

*Ким А.А.*

*Аспирант*

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, факультет фотоники и оптоинформатики, Санкт-Петербург, Россия*

[kimalexandr@yandex.ru](mailto:kimalexandr@yandex.ru)

Композитные материалы на основе стекла с наночастицами хлорида меди, хлорида серебра обнаруживают нелинейно-оптическое ограничение при малых плотностях энергии в диапазоне от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$  Дж/см<sup>2</sup> [1]. Целью данной работы является исследование физики процесса нелинейно-оптического ограничения в стеклах с наночастицами хлорида меди в наносекундном диапазоне на длинах волн 0.53 и 1.064 мкм.

В экспериментах использовались образцы калиево-алюмооборатного стекла и силикатного стекол. Исходные стекла термически обрабатывались выше температуры стеклования для силикатного выше 500 °С и для калиевоалюмооборатного выше 390 °С в течение 10 часов. Термообработка приводит к формированию в объеме стекла нанокристаллов хлорида меди, кристалличность которых подтверждается данными исследования рентгеноструктурного анализа этих образцов. Размер частиц регулируется длительностью термообработки и температурой. Размер нанокристаллов варьируется от 3 нм до 10 нм.

Эксперименты показали, что при среднем размере нанокристаллов 7-10 нм наблюдается характерное ограничение падающего излучения. Причем, на зависимости для  $\lambda = 0,53$  мкм, можно выделить две области с различным наклоном кривой относительно оси абсцисс. Первая часть, более пологая, соответствует диапазону плотностей энергии от  $10^{-8}$  до  $10^{-3}$  Дж/см<sup>2</sup>. Вторая часть зависимости проявляет более крутой наклон в диапазоне плотностей энергии от  $10^{-3}$  до  $10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>. Аналогичную зависимость коэффициента пропускания от плотности энергии падающего излучения наблюдается для  $\lambda = 1,064$  мкм в диапазонах плотностей энергий от  $10^{-7}$  до  $10^{-3}$  Дж/см<sup>2</sup> и от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  Дж/см<sup>2</sup> соответственно.

При малых плотностях энергии падающего излучения оптическое ограничение связано с нелинейным поглощением свободными носителями заряда, находящиеся на глубоких примесных уровнях в нанокристаллах хлорида меди. Такое ограничение возникает в импульсном режиме и имеет насыщающийся характер при непрерывном облучении. При высоких плотностях энергии оптическое ограничение связано с несколькими процессами, протекающими одновременно: фотогенерацией нестабильных центров окраски в нанокристаллах CuCl [1] и двухфотонным поглощением [2] в меньшей степени из-за высокого порога возникновения двухфотонного поглощения. образованием отрицательной динамической тепловой линзы. Силикатные стекла, обладая фотохромным эффектом, создают эффект нелинейного ограничения за счет протекания процесса фотолиза и распада хлорида меди на медь и хлор. Такой процесс обратим, но время релаксации значительно больше

времени воздействия лазерного излучения, порядка 60-120 с. Также играет роль нагрев нанокристаллов хлорида меди, который составляет за время импульса около 10 °С. Фотогенерация центров окраски характерна для «медленного» фотохромизма и связана с захватом ионами меди свободных электронов и образованием нейтральных атомов меди. Аналогичный процесс может происходить и при наносекундном лазерном воздействии. Однако, в этом случае атом меди может находиться в возбужденном состоянии и центр окраски оказывается нестабильным с малым временем жизни.

### Литература

1. Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А. Низкопороговый нелинейно-оптический отклик фотохромных стекол с нанокристаллами хлорида меди // Оптический журнал. Т 75. №12. С. 61-65. 2008
2. Said A.A., Xia T., Hagan D.J. and Van Stryland E.W. Nonlinear absorption and refraction in CuCl at 532 nm // J. Opt. Soc. Am. B. April 1997. V. 14. N 4.