

## Секция 6. Оптические солитоны и бистабильность

### ЭФФЕКТ УСИЛЕННОЙ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

Семенов В.Е., Розанов Н.Н. \*, Высотина Н.В.

ГУП ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

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

Проведен анализ распространения оптических импульсов в световоде, содержащем атомы, обладающие резонансным усилением и поглощением. Демонстрируется возможность реализации за счет усиления, режима сжатия импульса типа самоиндуцированной прозрачности вплоть до длительности, сопоставимой с обратной частотой атомного перехода (единицы фемтосекунд), при одновременном увеличении пиковой амплитуды.

Предельно короткие импульсы оптического излучения, длительность которых сравнима с обратной частотой атомных переходов, представляют значительный интерес ввиду необычной физики и широких возможностей приложений<sup>1-2</sup>. Основная часть теоретических исследований формирования и свойств таких импульсов отвечает случаю прозрачных нелинейно-оптических сред. Популярной моделью среды в этих исследованиях служит двухуровневая схема, для которой эффектами релаксации пренебрегается<sup>3</sup>. Потери можно компенсировать введением в схему оптического усиления. Недавно для случая резонансного нелинейного усиления было показано, что на динамику предельно коротких импульсов существенно влияет баланс диссипативных процессов, при достижении которого возможно существование набора диссипативных солитонов с неизменной формой и дискретным набором скоростей<sup>4</sup>. Задачей данной работы служит анализ нового варианта импульсов самоиндуцированной прозрачности в световодах с усилением и демонстрация возможности получения предельно коротких импульсов в режиме импульсов усиленной самоиндуцированной прозрачности (УСИП).

Мы рассматриваем одномодовый световод, заполненный средой, которая моделируется атомами двух типов. Эти типы в пределе непрерывного излучения отвечают насыщающемуся усилению (с накачкой) и поглощению. Рассмотрен случай, когда поглощающих атомов на порядок больше, чем усиливающих, и поглощение слабого излучения больше усиления, что необходимо для устойчивости фронтов импульсов. Исходными уравнениями служат одномерное волновое уравнение для (вещественной) напряженности электрического поля и уравнения Блоха для матрицы плотности среды. Моделируя атомы двухуровневыми системами и решая волновое уравнение в однонаправленном приближении, получены локализованные структуры в виде видеоимпульсов самоиндуцированной прозрачности. При этом такие солитоны усиливающую среду так же возвращают практически в исходное состояние. При анализе устойчивости солитона волновое уравнение и уравнения Блоха решались как уравнения с начальными условиями без предположения об однонаправленном распространении. Для начального поля, заданного в виде импульса гауссовой формы с амплитудой меньше амплитуды солитона, исходный импульс преобразуется в слабо убывающий видео импульс

самоиндуцированной прозрачности для поглощающей среды. При этом активная среда возвращается практически в исходное состояние и не компенсирует поглощение в пассивной среде, обусловленное релаксацией. В случае задания начального поля в виде импульса гауссовой формы с амплитудой, большей амплитуды солитона, исходный импульс преобразуется в усиливающийся видео импульс самоиндуцированной прозрачности для поглощающей среды (активных атомов на порядок меньше поглощающих). Далее реализуется режим обострения импульса с неограниченным ростом амплитуды и уменьшением длительности. При этом импульс забирает все больше энергии от усиливающей среды, рост амплитуды ускоряется.

Таким образом, модель двухуровневой схемы для усиления не ограничивает режим обострения импульса УСИП. С одной стороны, это обстоятельство делает перспективным реализацию такого режима в световодах, в том числе микроструктурированных, с примесями резонансных атомов двух типов (активных и пассивных) для получения предельно коротких и интенсивных лазерных импульсов. С другой стороны, актуальным становится вопрос о механизмах ограничения режимов сжатия при уточнении модели среды. Таким механизмом может являться отход от двухуровневой схемы и учет наличия других атомных уровней. Действительно, по мере роста амплитуды видеоимпульса резко увеличивается влияние других уровней, что приводит к нарушению режима самоиндуцированной прозрачности. Нами рассмотрена модель трехуровневых поглощающих атомов. В этой модели может реализоваться ограничение режима сжатия импульса и стабилизация солитонов УСИП с предельно короткой длительностью<sup>5</sup>. Исследована зависимость свойств солитонов от положения третьего уровня. Продемонстрирована немонотонная зависимость ширины солитона от положения третьего уровня.

1. T. Brabec, F. Krausz. *Rev. Mod. Phys.* **30**, 545, (2000).
2. А.И. Маймистов. *Квант. электрон.* **30**, 287, (2000).
3. А.И. Maimistov, А.М. Basharov. *Nonlinear Optical Waves*. Dordrecht: Kluwer Acad. Press, (1999).
4. Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов, С.В. Федоров, S. Wabnitz. *Opt. спектроск. (в печати)*.
5. Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов. *Письма в ЖЭТФ* **83**, (7-8), 337-340, (2006)

## ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ДИССИПАТИВНЫЕ СОЛИТОНЫ В МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

Киселев Ал.С.<sup>\*</sup>, Киселев Ан.С.<sup>\*</sup>, Высотина Н.В.<sup>\*\*</sup>, Розанов Н.Н.<sup>\*,\*\*</sup>,  
Семенов В.Е.<sup>\*\*</sup>, Смирнов В.А.<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup>Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

<sup>\*\*</sup>ФГУП «НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Предельно короткие импульсы оптического излучения представляют значительный интерес ввиду широких возможностей приложения. Основная часть исследований формирования и свойств таких импульсов отвечают случаю прозрачных нелинейно-оптических сред. Моделью для исследований обычно служит двухуровневая система, для которой пренебрегается эффектами релаксации. Однако,

на больших трассах эффект релаксации накапливается и приводит к заметным потерям излучения. Эти потери можно скомпенсировать введением усиливающей среды [1]. В работе [2] показано, что для устойчивости солитона двухуровневая схема пассивных атомов недостаточна, но такие солитоны реализуются для трехуровневой схемы. Задачей данного доклада служит, во-первых, анализ серии солитонов и их устойчивости для трехуровневой схемы и, во-вторых, исследование подобных солитонов в случае многоуровневых пассивных атомов, молекул и модели ангармонического осциллятора.

Исходными служат одномерное волновое уравнение для скалярной напряженности электрического поля  $E$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

асимптотики на правом фронте локализованной структуры ( $\tau \rightarrow +\infty$ ). В расчетах использовалась модель пассивных атомов с тремя и четырьмя уровнями, а также модель ангармонического осциллятора.

Приведенная на рис. 1 структура имеет скорость распространения, отвечающую  $V^2/c^2 = 0.992819$ . На рис. 2 представлена подобная структура, отвечающая скорости  $V^2/c^2 = 0.992975$ . Кроме таких сравнительно простых структур имеются стационарные локализованные структуры более сложного вида, для которых задняя часть импульса содержит большое число медленно (со скоростью порядка скорости релаксации) затухающих осцилляций поля.

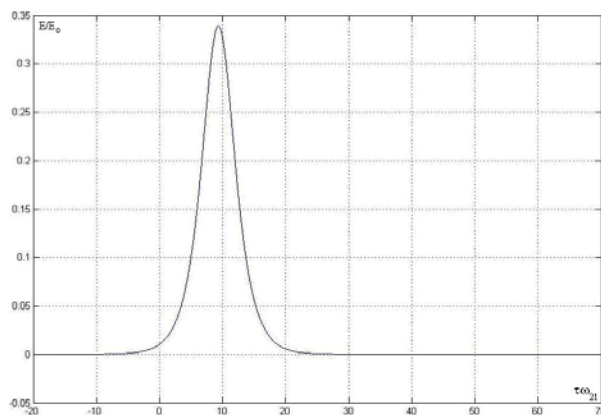


Рис. 1

**Рис. 1.**

Выполненный численно, линейный анализ устойчивости показывает, что изображенные на рис. 1 и 2 стационарные импульсы при принятых параметрах являются метастабильными, то есть имеются локализованные возмущения с чрезвычайно малой скоростью нарастания (порядка  $10^{-5}$  скорости релаксации). В то же время указанные выше «сложные» импульсы, судя по численным расчетам, являются полностью устойчивыми и, соответственно, могут называться предельно короткими временными солитонами. Расчеты показывают также возможность формирования таких солитонов при вводе в среду с резонансной нелинейностью «обычных» фемтосекундных импульсов.

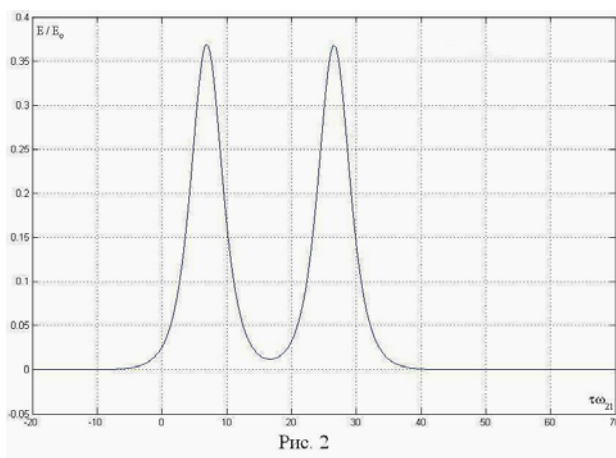


Рис. 2

**Рис. 2.**

Таким образом, в среде, состоящей из активных и пассивных атомов, возможно формирование стационарных локализованных солитоноподобных структур с дискретным набором скоростей, которые представляют собой предельно короткие

импульсы излучения с длительностью порядка времени, отвечающего частоте атомных переходов. Соответственно, спектр таких солитонов отвечает сверхширению при сохранении когерентности излучения. Возможность формирования предельно коротких импульсов из доступных в настоящее время фемтосекундных импульсов открывает перспективы разнообразных приложений, в том числе для высокопроизводительной передачи информации.

Далее на Рис. 3 и Рис. 4 приводятся локализованные структуры, отвечающие скоростям  $V^2/c^2 = 0.992989$  и  $V^2/c^2 = 0.992813$  соответственно.

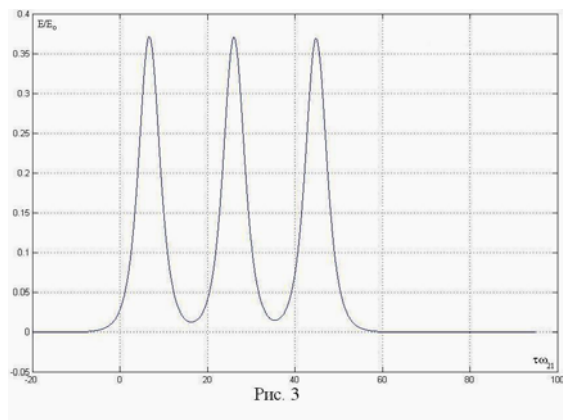


Рис. 3.

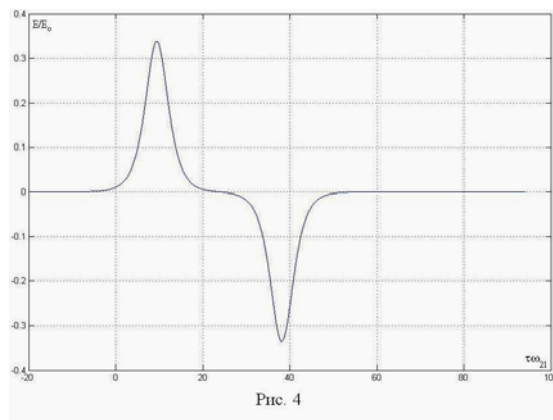


Рис. 4

*Работа поддержана грантом МИНОБРНАУКИ РФ РНП.2.1.1.1189.*

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

## **ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ВЕКТОРНЫЕ СОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ**

Сазонов С.В., Устинов Н.В.\*

Российский государственный университет имени Иммануила Канта,  
Калининград, Россия

\*Томский государственный университет, Томск, Россия

Теоретически изучено нелинейное распространение предельно короткого векторного электромагнитного импульса, состоящего из обыкновенной и необыкновенной компонент, в системе анизотропных квантовых центров. Рассмотрение проведено без использования предположения о малой плотности квантовых центров и дополнительных ограничений на дипольные моменты переходов. Показано, что если спектральная ширина импульса много больше частоты квантовых переходов, то динамика его обыкновенной составляющей подчиняется модифицированному уравнению синус–Гордона, которое относится к классу интегрируемых моделей, но еще не имело каких-либо физических приложений. Построены солитонные решения данного уравнения и проведена их классификация. В зависимости от длительности солитона возможны

решения в виде  $2\pi$ -импульсов (кинков и антикинков) или  $0\pi$ -стационарных бегущих импульсов (нейтральных кинков), не имеющих соответствия в изотропном случае. Изучены поведение среды при прохождении солитонов различных типов и процессы их столкновений.

В последние годы большое внимание было обращено на исследование нелинейной динамики оптических импульсов длительностью до одного периода световых колебаний (предельно коротких импульсов (ПКИ)) в средах, состоящих из несимметричных квантовых объектов (НКО) <sup>1-3</sup>. С одной стороны, это вызвано бурным развитием нанотехнологий, позволяющих создавать среды с наперед заданными свойствами. С другой стороны, мощный толчок данные исследования получили благодаря успешной генерации в лабораторных условиях лазерных ПКИ <sup>4</sup>.

Характерной чертой НКО является отличие от нуля постоянных дипольных моментов (ПДМ) в собственнoэнергетических состояниях. Поэтому оптический импульс не только вызывает квантовые переходы между данными состояниями, но и динамическим образом сдвигает их частоту вследствие эффекта Штарка. Следует отметить, что электромагнитные импульсы обладают в анизотропной среде, в общем случае, векторной структурой, разбиваясь на обыкновенную и необыкновенную составляющие. Эти составляющие взаимодействуют в нелинейном режиме посредством НКО, что может существенно повлиять на формирование и динамику импульсов. По этой причине приобретает актуальность изучение распространения векторных ПКИ в системе НКО, чему и посвящена настоящая работа.

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

Предположим, что импульс распространяется вдоль оси  $x$ , перпендикулярной оптической оси. В этих условиях электрическое поле  $E_o$  обыкновенной компоненты импульса возбуждает квантовые переходы, тогда как электрическое поле необыкновенной динамически смещает их частоту.

Пусть длительность  $\tau_p$  импульса настолько мала, что выполняется условие  $(\omega_0 \tau_p)^2 \ll 1$ , где  $\omega_0$  — частота квантовых переходов. Используя данное условие, мы разрешили материальные уравнения относительно элементов матрицы плотности. В результате для обыкновенной компоненты электромагнитного импульса получено модифицированное уравнение синус–Гордона

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

где  $\psi = (2d/\hbar) \int_{-\infty}^{\tau} E_o d\tau'$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\tau = t - nx/c$ ,  $c$  — скорость света в вакууме, коэффициенты  $d$ ,  $\beta$  и  $\tau_c$  определяются параметрами среды. При этом  $\tau_c$  характеризует ее асимметрию.

В случае изотропной среды ( $\tau_c = 0$ ) (1) переходит в уравнение синус–Гордона (СГ), которое описывает динамику скалярных ПКИ и было найдено для данной задачи в <sup>5</sup>. Следует особо отметить, что в настоящей работе уравнение (1) впервые выведено при рассмотрении конкретной физической ситуации. Ранее, в <sup>6</sup>, оно было получено в ходе сугубо математического исследования свойств преобразования Бэклунда уравнения СГ.

Выражение для обыкновенной компоненты односолитонного решения (1) имеет вид

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

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

Для «площади»  $A_o = \psi_{\tau \rightarrow \infty}$  обыкновенной компоненты солитона получаем  $A_o = \pm 2\pi$  при  $\tau_p > \tau_c$  и  $A_o = 0$ , если  $\tau_p < \tau_c$ . Таким образом, односолитонные ПКИ можно разбить на три семейства. Первые два с  $A_o = \pm 2\pi$  существуют также у уравнения СГ, описывающего динамику ПКИ в изотропных средах. Солитоны из семейства с  $A_o = 0$ , длительность которых меньше критического значения  $\tau_c$ , являются двухполярными и не имеют соответствия в изотропном случае.

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

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

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

1. L.W. Casperson, *Phys. Rev. A*, **57**, №1, 609-621, (1998).
2. С.О. Елютин, *ЖЭТФ*, **128**, №1, 17-29, (2005).
3. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов, *Квант. электроника*, **35**, №8, 701-704, (2005)
4. K. Tamura, and A. Nakazawa, *Opt. Lett.*, **21**, 68-81, (1996).
5. Э.М. Беленов, А.В. Назаркин, *Письма в ЖЭТФ.*, **51**, 252-255, (1990).
6. Н.-Н. Chen, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, №15, 925-928, (1974).

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДВИЖЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ СОЛИТОНОВ

Розанов Н.Н., Федоров С.В., Шарцев А.Н.

Институт лазерной физики, ФГУП «НПК «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова»

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

Представлены результаты теоретического и численного анализа взаимодействия диссипативных солитонов, формирования и движения их комплексов в лазерных системах класса А. Демонстрируется, что характер движения – неподвижность, прямолинейное движение, вращение и криволинейное движение – определяется симметрией распределений интенсивности и потоков энергии (вектора Пойнтинга).

Солитоны в лазерных системах с нелинейными усилением и поглощением обладают интересными и необычными свойствами, перспективными для оптической обработки информации. В данном сообщении представлены результаты теоретического анализа и численного моделирования взаимодействия и движения солитонов в лазерных системах класса А (с безынерционной нелинейностью среды) с насыщающимся поглотителем, фиксированной поляризацией излучения и нулевыми частотными расстройками.

Основой рассмотрения служит обобщенное комплексное уравнение Гинзбурга-Ландау для огибающей поля. Показано, что характер движения определяется симметрией распределений интенсивности и поперечных потоков энергии. При одной оси зеркальной симметрии этих распределений двумерные комплексы могут двигаться только прямолинейно, а их вращение отсутствует. В случае двух осей симметрии комплекс неподвижен. При симметрии, отвечающей повороту на угол  $2\pi/n$ , где  $n$  – целое число, центр инерции неподвижен, но вращение возможно. В отсутствие элементов симметрии движение солитонного комплекса оказывается криволинейным<sup>1,2</sup>. Продемонстрированы также различные сценарии столкновений движущихся комплексов лазерных солитонов.

1. N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, A.N. Shatsev, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 053903, (2005).
2. Н.Н. Розанов, С.В. Федоров, А.Н. Шацев, *ЖЭТФ* **129**, 625-635, (2006).



## **ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЛАЗЕРНЫХ СОЛИТОНОВ**

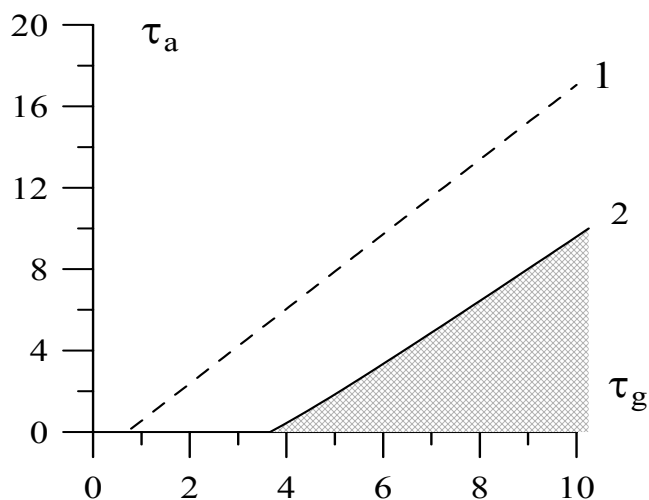
Федоров С.В. \*, Розанов Н.Н., Шацев А.Н. \*

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

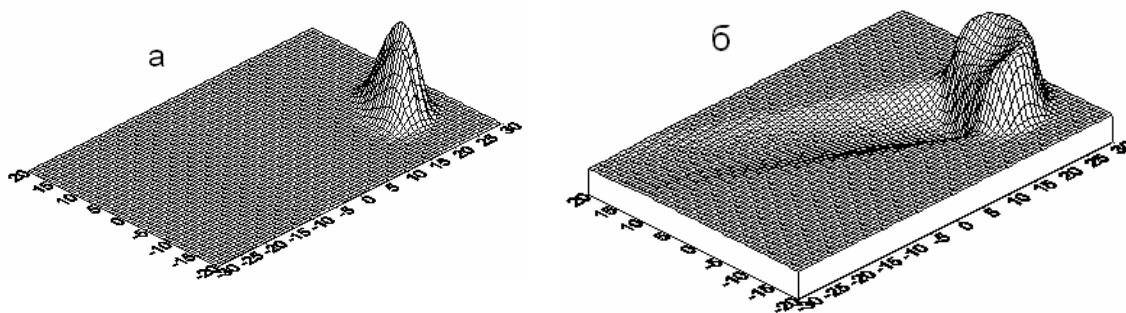
\*Институт лазерной физики, ФГУП “НПК ГОИ им. С.И. Вавилова”,  
Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты численного и аналитического моделирования локализованных структур, в том числе лазерных солитонов, в реальных условиях полупроводникового лазера с насыщающимся поглощением, и вертикальным резонатором с большим числом Френеля. Найдены границы области существования и устойчивости 2D солитонов, кривая перехода их к движущимся состоянию, и граница бифуркации Хопфа однородных режимов генерации на плоскости времен релаксации. Получены устойчивые, основные, и топологически заряженные солитоны в диапазоне времен релаксации экситонных носителей вплоть до 400 времен жизни фотона в резонаторе. Показана критическая роль выбора соотношения времен релаксаций активной и пассивной сред для устойчивости лазерных солитонов.

Исключительное разнообразие движущихся и вращающихся солитонов и их связанных комплексов в безинерционных лазерных системах<sup>1-2</sup> предполагает исследование их свойств в лазерах класса В, к которым принадлежат, в частности, полупроводниковые лазеры на квантовых ямах с вертикальным резонатором 100 микронной апертуры. Поскольку эффективная база такого резонатора – несколько длин волн, то времена релаксации экситонных носителей возбуждения достигают 400 времен жизни фотона в резонаторе. Мы показываем, что и в этих условиях основные типы лазерных солитонов, и их слабосвязанных комплексов остаются устойчивыми. В частности, локализованные дислокации волнового фронта остаются устойчивыми при условии, что среда с насыщающимся поглощением выбрана более медленной чем активная среда лазера. Однако, если активная среда – более медленная, то лазерные солитоны начинают двигаться даже при ненулевом значении эффективного коэффициента диффузии света. Моделирование устойчивых, локализованных режимов генерации происходило в узкой области однородной накачки в области бистабильности однородных режимов. На Рис.1 бифуркационная кривая 1, показывающая границу неподвижных радиально симметричных солитонов, получена полуаналитическим методом с помощью теории возмущения по параметру скорости движения солитона. При дальнейшем увеличении времени релаксации активной среды, вблизи границы потери устойчивости однородных режимов генерации (кривая 2), медленно движущиеся солитоны тоже становятся неустойчивыми, и, в результате потери баланса между усилением и поглощением в пределах зоны Френеля, образуется быстро движущийся вдоль апертуры солитон, аналогичный по свойствам волне горения, см. Рис.2. Свойства такого быстрого движения вдоль апертуры можно также использовать для оптической обработки информации.



**Рис. 1.** Область устойчивости неподвижных лазерных солитонов – слева от кривой 1. Область неустойчивости однородных режимов генерации – справа от кривой 2.



**Рис. 2.** Интенсивность (а) и суммарный коэффициент усиления (б) для быстрого солитона

1. N.N.Rosanol, S.V.Fedorov, A. N. Shatsev, *Phys. Rev. Lett.*, #053903, (2005).
2. Н.Н. Розанов, С.В. Федоров, А.Н. Шацев, *ЖЭТФ* **129**, 625-635, (2006).

## СКОРОСТНАЯ БИФУРКАЦИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ ПРИ ПАССИВНОЙ синхронизации ЛАЗЕРНЫХ МОД

Комаров А.К., Комаров К.П.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

Обнаружена гистерезисная зависимость скорости диссипативных солитонов в лазерах с пассивной синхронизацией мод от интенсивности накачки. Показано, что в устанавливаемом режиме генерации скорость импульсов при одних и тех же параметрах лазерной системы может принимать различные значения в зависимости от начальных условий генерации.

В настоящей публикации мы сообщаем об обнаруженном новом типе мультистабильности, связанном с зависимостью скорости диссипативных солитонов, устанавливающихся после переходной эволюции в лазерах с пассивной синхронизацией мод, от характеристик начальных затравочных импульсов.

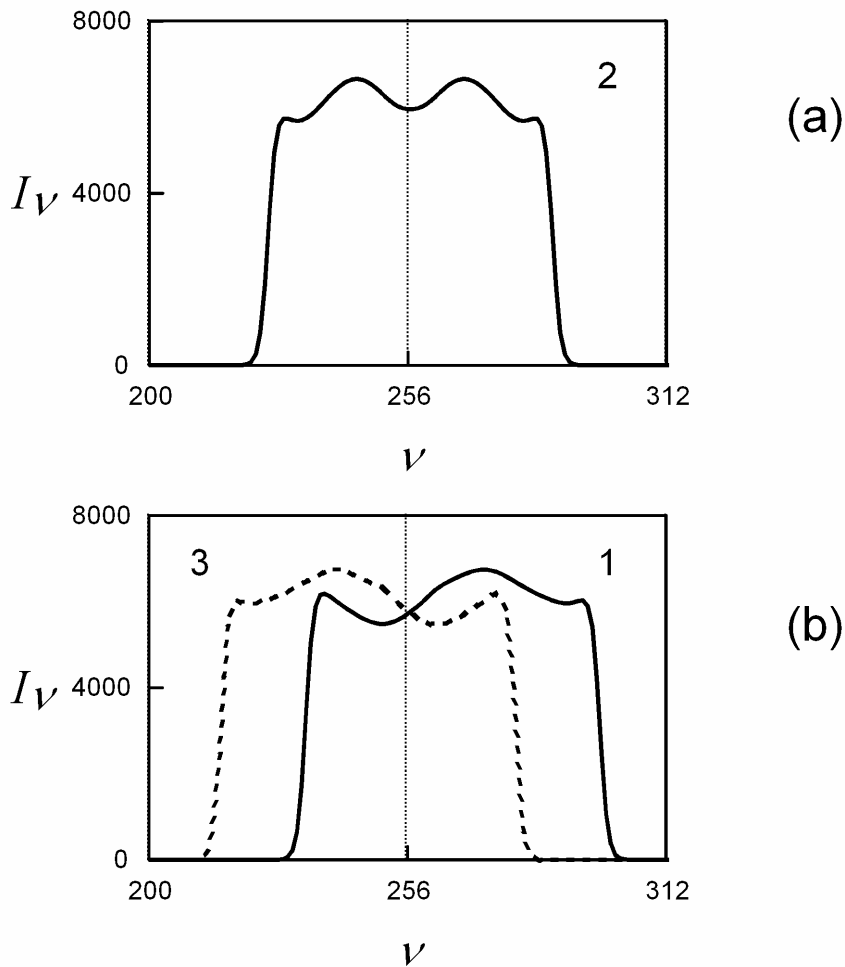
Для анализа эволюции поля в лазерной системе мы используем модифицированное уравнение Гинзбурга-Ландау с насыщающимся усилением, дополненное уравнением, учитывающим нелинейные потери поля в волоконном лазере<sup>1</sup>:

$$\frac{\partial E}{\partial \zeta} = (D_r + iD_i) \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \left( \frac{a}{1 + b \int |E|^2 d\tau} + iq|E|^2 \right) E, \quad (1)$$

$$E_{n+1}(\tau) = -\eta \left[ \begin{array}{l} \cos(pI_n + \alpha) \cos(\alpha_1 - \alpha_3) + \\ + i \sin(pI_n + \alpha) \sin(\alpha_1 + \alpha_3) \end{array} \right] E_n(\tau), \quad (2)$$

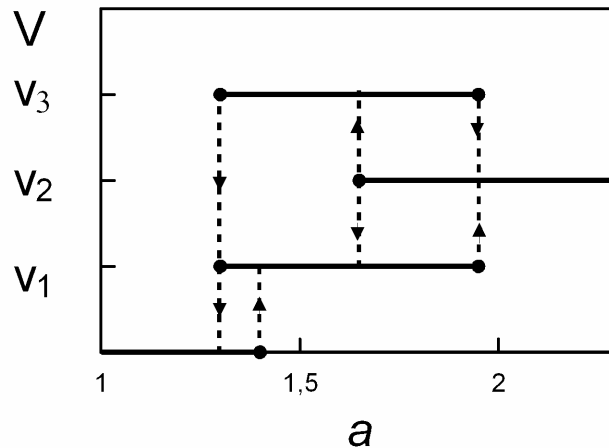
где  $E(\zeta, \tau)$  – медленная амплитуда поля;  $\tau$  – временная переменная, выраженная в единицах времени затухания поля в незаполненном резонаторе;  $\zeta$  – координата, определяющая путь, пройденный полем;  $D_r, D_i$  – частотные дисперсии усиления-потерь и показателя преломления;  $q$  – нелинейность показателя преломления. Первое слагаемое во вторых круглых скобках описывает насыщающееся усиление, определяемое полной энергией внутрирезонаторного излучения ( $a$  – относительное превышение накачки над порогом;  $b$  – параметр насыщения усиления). Последнее слагаемое связано с нелинейностью показателя преломления. Уравнение (2) определяет связь распределений поля до ( $E_n(\tau)$ ) и после ( $E_{n+1}(\tau)$ )  $n$ -го прохода поля через поляризатор в кольцевом волоконном лазере с коэффициентом прохождения  $\eta$ . Величины  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  – ориентационные углы внутрирезонаторных фазовых пластин, определяющие интенсивность насыщения и глубину модуляции нелинейных потерь;  $\alpha = 2\alpha_2 - \alpha_1 - \alpha_3$ ,  $I = |E|^2$ ,  $p = \sin(2\alpha_3)/3$ . Нелинейные потери обусловлены внутрирезонаторным поляризатором и вращением плоскости поляризации светового поля при его распространении по волокну, зависящим от интенсивности излучения.

На Рис. 1 приведены спектры устанавливающегося после переходного процесса одноимпульсного режима генерации. Импульс со спектральным профилем 1 имеет положительную добавку к скорости  $\delta\nu$ , а импульс со спектральным



**Рис. 1.** Спектральные профили ультракоротких импульсов, для трех устойчивых одноимпульсных режимов генерации, реализующихся при одних и тех же параметрах лазерной системы (отличаются лишь спектральные профили начальных затравочных импульсов).  $a = 1.7$

профилем 3 – отрицательную по отношению к импульсу с симметричным спектральным профилем 2. Параметры лазерной системы одни и те же во всех трех случаях. Отличаются лишь пространственные распределения начального затравочного импульса. Асимметричные спектральные профили переходят друг в друга при зеркальном отражении горизонтальной оси. При этом пространственные профили импульсов в устанавливающихся режимах генерации во всех трех случаях отличаются незначительно. На Рис. 2 показана зависимость скорости импульса в устанавливаемом режиме генерации как функция накачки  $a$ . При малых накачках режим генерации оказывается бистабильным: после переходного процесса реализуется одноимпульсный режим генерации со спектрами 1 или 3. В области умеренных накачек генерация оказывается тристабильной – устойчивым также становится одноимпульсный режим генерации с симметричным спектром 2. При больших уровнях накачки режимы генерации с асимметричными спектрами оказываются неустойчивыми. После переходного процесса устанавливается одноимпульсная генерация со спектром 2. Зависимость скорости ультракороткого импульса от накачки в устанавливаемом режиме носит гистерезисный характер.



**Рис. 2.** Зависимость скорости ультракороткого импульса  $v$  в лазере с пассивной синхронизацией мод от накачки  $a$ . Параметры лазерной системы те же, что и в случае Рис. 1

Обнаруженные мультистабильность и гистерезис мы изучали также в других моделях лазерной генерации. При замене нелинейных потерь, определяемых уравнением (2), на насыщающиеся нелинейные потери вида  $\sigma_0/(1 + pI)$  (здесь  $\sigma_0$  – линейные потери,  $p$  – обратная интенсивность, насыщающая нелинейные потери) мы получали зависимости, аналогичные представленным на Рис. 1, 2. Аналогичные результаты были получены при использовании модели лазерной генерации, описываемой уравнением Гинзбурга-Ландау третьей-пятой степени. Этот факт не является удивительным, поскольку при малых интенсивностях внутрирезонаторного поля и при малом изменении импульса за один проход по лазерному резонатору уравнения (1), (2) переходят в соответствующее уравнение Гинзбурга-Ландау<sup>2</sup>.

*Авторы выражают признательность Е.А.Кузнецову за внимание к работе. Представленная работа поддержана грантом Президента Российской Федерации (МК-8535.2006.2).*

1. А. Komarov, Н. Leblond, F. Sanchez, *Phys. Rev. A*, **71**, 053809(9), (2005).
2. А. Komarov, Н. Leblond, F. Sanchez, *Phys. Rev. E*, **72**, 025604(R), (2005).

## ГЕНЕРАЦИЯ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ЛАЗЕРА С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В КВАЗИКОНФОКАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Заикин А.П., Молевич Н.Е.

Самарский филиал физического института им. П.Н. Лебедева РАН,  
Самара, Россия

Проведено численное моделирование структуры оптического поля в лазере с насыщающимся поглотителем. Показано, что в квазиконфокальном резонаторе с кольцевой апертурой лазер с насыщающимся поглотителем излучает световое поле с вращающимся автоволновым профилем в виде одного или двух уединённых импульсов. Определена скорость вращения импульсов.

В работах<sup>1-3</sup> было продемонстрировано, что широкоапертурный лазер с насыщающимся поглотителем (НП), снабженный устойчивым резонатором способен излучать оптическое поле с автоволновым профилем в виде бегущей квазипериодической волны. В настоящей работе впервые исследована генерация лазера с НП, снабженного квазиконфокальным резонатором.

В расчетах была использована модель лазера и метод расчёта, аналогичные используемым в работах<sup>1-3</sup>. Рассмотрен случай полусимметричного резонатора, где вогнутое зеркало имеет ограниченный размер, а второе зеркало полагалось плоским и с неограниченным размером. Вогнутое зеркало имело форму кольца с внешним и внутренним радиусом  $R_e$  и  $R_i$ .

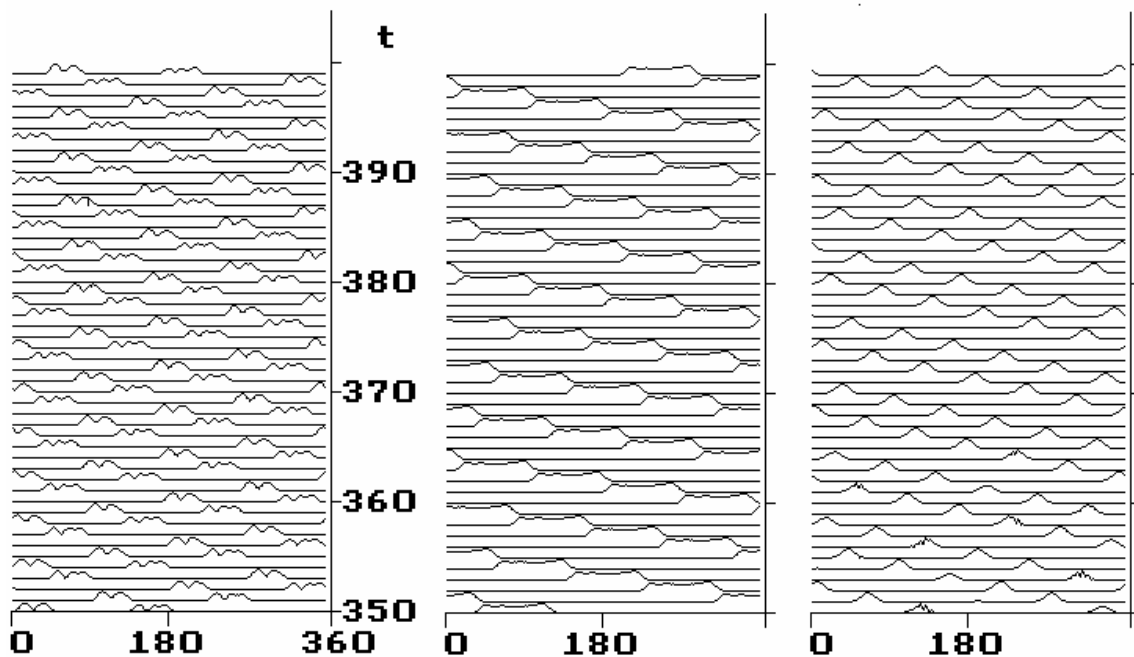
Уравнения, описывающие генерацию лазера, при наличии НП имеют вид<sup>1,2</sup>

$$\frac{\partial E}{\partial t} - i \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\nu}{2} E (N - N_f - 1);$$

$$\frac{dN}{dt} = N_e - N(1 + I); \quad N_f = \frac{N_{fe}}{(1 + I\delta)}.$$

Здесь использованы безразмерные переменные:  $\nu$  - отношение времен жизни инверсии и затухания поля в резонаторе;  $N, N_f$  - разность населенностей двухуровневых частиц в активной среде и НП, а  $N_e, N_{fe}$  - эти же величины в отсутствии генерации;  $E$  и  $I = |E|^2$  - амплитуда и интенсивность лазерного поля;  $\delta$  - отношение интенсивностей насыщения активной среды и НП. Параметры лазерной системы выбирались такими, при которых ранее в устойчивом резонаторе был получен автоволновой профиль в виде бегущей периодической волны:  $N_e = 20, N_{fe} = 14, \nu = 4$ .

В начале расчетов в резонаторе близком к конфокальному ( $R \sim (1-2)L$ ) задавалось случайное распределение оптического поля. Типичные картины установившегося поля показаны на рис 1-2. Рис 1 демонстрирует изменение интенсивности поля в моменты времени  $t$ , кратные периоду обхода резонатора, в сечениях по центральной линии кольцевой апертуры лазера. На рис 2 показан мгновенный вид зависимости интенсивности лазерного поля на апертуре кольцевого зеркала от поперечных координат. На протяжении многих расчетных итераций присутствовали две встречных световых волны, но в результате конкуренции остается лишь одно из этих полей (рис. 2б). В некоторых, достаточно редких, вариантах расчетов сохранялся малый островок встречного поля. В реальных условиях дефекты зеркала и активной среды, шумы различной природы скорее всего приведут к эрозии такого малого пятнышка света.

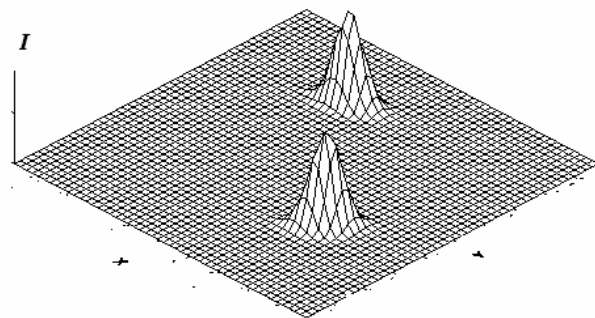


**Рис. 1.** Динамика светового поля на кольцеобразном зеркале при следующих параметрах кольцевого зеркала:  $R_e=0.8a$ ,  $R_i=0.9a$ ,  $R=1.02L$ ,  $1.1L$  или  $2.1L$  для вариантов (а) – (в), соответственно. По оси абсцисс отложен угол поворота по кольцевой апертуре

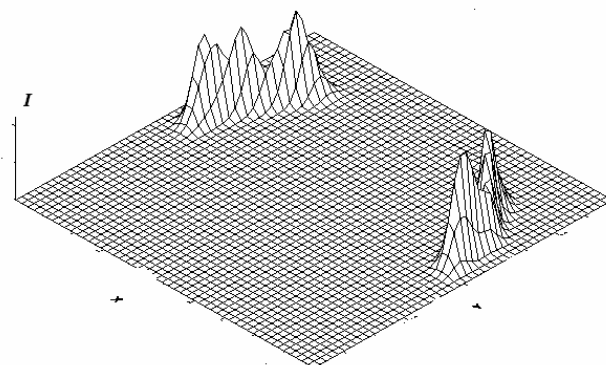
Согласно проведённым расчётам, периодические автоволны в квазиконфокальном лазере не существуют. Если размер кольцеобразного зеркала невелик, то световое поле сохраняется всегда в виде одного уединённого импульса.

Когда кольцеобразное зеркало больше в размерах, то поле излучения формируется в виде одного или двух уединённых импульсов (рис. 2,3). Такие импульсы расположены не точно напротив друг друга и могут различаться по форме. Они могут быть, как мультигорбными (рис. 1,3), так и одногорбными (рис. 2). Скорость смещения этих импульсов по апертуре такая же, что и при движении лучей в соответствующей М - моде устойчивого резонатора<sup>4</sup>, то есть равна  $c/n$ , где  $n = \pi / \arccos g^{0.5}$ ,  $g = 1 - L/2R$ .

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в лазере с насыщающимся поглотителем и квазиконфокальным резонатором возможна генерация бегущих автоволновых профилей светового поля в виде одного или двух уединённых импульсов одногорбного или мультигорбного типов. Абсолютная величина апертуры может быть при этом очень мала, поэтому для генерации подобных световых структур снимается ограничение по поперечным размерам лазеров. Скорость вращения импульсов по апертуре регулируется выбором конфигурации резонатора.



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности  $I(x, y)$  оптического поля на кольцевой апертуре в лазере с насыщающимся поглотителем и квазиконфокальным резонатором при условиях рис.1 в



**Рис. 3.** Зависимость интенсивности  $I(x, y)$  оптического поля на кольцевой апертуре в лазере с насыщающимся поглотителем и квазиконфокальным резонатором при условиях  $R_e = 0.6a$ ,  $R_i = 0.5a$ ,  $R = 2L$

1. А.П. Заикин, Н.Е. Молевич, *Квантовая электроника*, **24**, 908-912, (1997).
2. А.П. Заикин, *Квантовая электроника*, **30**, 959-962, (2000).
3. А.П. Заикин *Квантовая электроника*, **31**, 634-638, (2001).
4. Ю.А. Ананьев *Оптические резонаторы и лазерные пучки*. М.: Наука, (1990).

## **ДЫРОЧНО-ВИХРЕВЫЕ СОЛИТОНЫ**

Бугай А.Н., Сазонов С.В.

Российский государственный университет имени Иммануила Канта,  
Калининград, Россия

Предсказан новый тип комбинированных объектов, состоящих из квазимонохроматического и предельно короткого оптических импульсов. В области положительной дисперсии групповой скорости они имеют вид дефектов поля в виде “темных” вихрей и “дырок”, соответственно, а в противоположном случае – локализованных структур типа “светлых” вихрей и оптических “пуль”.



В настоящее время трехмерные локализованные структуры в случае квазимонохроматических лазерных импульсов (световые “пули”, многомерные «светлые» вихри, нелинейные “X-волны” и т.п.) более или менее хорошо изучены, чего нельзя сказать о так называемых предельно коротких импульсах (ПКИ) в несколько (вплоть до половины) периодов электромагнитных колебаний.

В работе <sup>1</sup> было предсказано стоково саморасcеяние оптического импульса в одноосном кристалле на порождаемом им же ПКИ необыкновенной волны. Это явление сопровождается формированием двухкомпонентных солитонов, одна компонента которых представляет собой квазимонохроматический солитон (коротковолновый солитон), а другая – ПКИ-солитон без несущей частоты (длинноволновый солитон). При этом коротковолновая составляющая испытывает сдвиг несущей частоты в красную область, величина которого пропорциональна интенсивности данной составляющей. Для эффективности указанных процессов саморасcеяния необходимо выполнение условия резонанса Захарова – Бенни, которое заключается в том, что групповая скорость коротковолновой компоненты равна фазовой скорости длинноволновой составляющей.

Таким образом в данной работе рассмотрена ситуация, в которой наблюдается связанное распространение квазимонохроматического и предельно короткого импульсов, и исследуется их поперечная структура.

Описанный выше процесс саморасcеяния при распространении вдоль оси  $z$  описывается системой уравнений

$$i \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} - a_2 \omega E \xi = \frac{c}{2n\omega} \Delta_{\perp} \xi,$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} (a_2 |\xi|^2 + b_2 E^2) = \frac{c}{2n} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau',$$

где  $\xi$  - комплексная огибающая коротковолновой компоненты,  $\omega$  - ее входная несущая частота,  $c$  - скорость света в вакууме,  $n$  - показатель преломления среды на частоте  $\omega$ ,  $k_2$  - коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС),  $E$  - поле длинноволновой компоненты,  $\tau = t - zn/c$  - “локальное” время,  $a_2$  и  $b_2$  - постоянные, описывающие нелинейное взаимодействие,  $\Delta_{\perp}$  - поперечный лапласиан.

В результате вычислений нами показано, что в области положительной дисперсии групповой скорости возможны поперечные структуры типа “темных” вихрей в случае коротковолновой составляющей и “дырок” – в случае длинноволновой составляющей, проявляющиеся как дефекты на фоне основного импульса с много большим поперечным размером. Поэтому, назовем такие объекты “темными” дырочно-вихревыми солитонами.

В случае же отрицательной дисперсии групповой скорости существуют полностью локализованные трехмерные объекты в виде световых “пуль” и “светлых” вихрей (коротковолновая компонента). По аналогии с предыдущим случаем, будем именовать их “светлыми” дырочно-вихревыми солитонами.

Особого внимания заслуживает вопрос устойчивости данных образований. Как известно, “темные” вихри топологически устойчивы, в то время как их “светлые” аналоги часто демонстрируют неустойчивость, вызываемую как коллапсом в результате самофокусировки, так и специфической азимутальной неустойчивостью.

В данном случае на устойчивость оказывает сильное влияние собственная квадратичная нелинейность длинноволновой (ПКИ) компоненты. Оказывается, что ее действие в некотором смысле подобно действию насыщающей (конкурирующей) нелинейности, хорошо известной как механизм компенсации коллапса. Кроме того, мы предполагаем, что в случае значительной роли дифракции играет роль механизм типа нелокальности, также предотвращающий коллапс. Однако, как показывают недавние исследования<sup>2</sup>, последний механизм не играет роли в предотвращении азимутальной неустойчивости, в отличие от конкурирующей нелинейности<sup>3</sup>.

1. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф., *Квантовая электроника*, 35, 1019, (2005).
2. Mihalache D., Mazilu D., Lederer F., Malomed B.A., Kartashov Y.V., Crasovan, L.-C., Torner L., *Phys. Rev. E*, 73, 025601(R), (2006).
3. Mihalache D., Mazilu D., Crasovan L.C., Towers I., Buryak A.V., Malomed B.A., Torner L., Torres J.P., Lederer F., *Phys. Rev. Lett.*, 88, 073902-4, (2002).

## **ДИССИПАТИВНЫЕ БРЭГГОВСКИЕ СОЛИТОНЫ ПРИ КОНЕЧНОМ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ СРЕДЫ И ВНЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩИХСЯ АМПЛИТУД**

Чан С.Ч., Розанов Н.Н.\*

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

\*ФГУП «НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Аналитически и численно изучены солитоны в одномодовом световоде с брэгговской решеткой и нелинейными усилением и поглощением. С учетом конечного времени релаксации среды исследована система уравнений Максвелла-Блоха и найдено семейство ее солитонных решений. Рассмотрена роль отклонений от приближения медленно меняющихся амплитуд.

Брэгговские решетки, то есть структуры с периодической пространственной модуляцией показателя преломления в одном или нескольких направлениях с периодом, сопоставимым с длиной волны света, широко используются в современных волоконно-оптических системах связи. Перспективно и применение режима брэгговских солитонов – устойчивых локализованных структур высокоинтенсивного лазерного излучения. К настоящему времени достаточно детально изучены консервативные брэгговские солитоны в схемах без усиления в рамках приближения медленно меняющихся амплитуд<sup>1</sup>. В данном сообщении анализируются диссипативные брэгговские солитоны, формирующиеся в одномодовом световоде с брэгговской решеткой и нелинейными усилением и поглощением с учетом конечного времени релаксации нелинейности. Получено семейство таких солитонов и изучены их свойства. Рассмотрены эффекты, связанные с выходом за рамки стандартного приближения медленно меняющихся амплитуд, в том числе продемонстрирована локализация брэгговских солитонов в максимумах показателя преломления брэгговской решетки.

1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П., *Оптические солитоны. М.: Физматлит, 2005.*

Секция 6. Оптические солитоны и бистабильность .....	263
<b>ЭФФЕКТ УСИЛЕННОЙ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ</b> Семенов В.Е., Розанов Н.Н. *, Высотина Н.В. ....	263
<b>ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ДИССИПАТИВНЫЕ СОЛИТОНЫ В МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ</b> Киселев Ал.С. *, Киселев Ан.С. *, Высотина Н.В. **, Розанов Н.Н. **, Семенов В.Е. **, Смирнов В.А. ** .....	264
<b>ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ВЕКТОРНЫЕ СОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ</b> Сазонов С.В., Устинов Н.В.* .....	267
<b>ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДВИЖЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ СОЛИТОНОВ</b> Розанов Н.Н., Федоров С.В., Шарцев А.Н. ....	270
<b>ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЛАЗЕРНЫХ СОЛИТОНОВ</b> Федоров С.В. *, Розанов Н.Н., Шацев А.Н. * .....	271
<b>СКОРОСТНАЯ БИФУРКАЦИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ ПРИ ПАССИВНОЙ синхронизации ЛАЗЕРНЫХ МОД</b> Комаров А.К., Комаров К.П. ....	272
<b>ГЕНЕРАЦИЯ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ЛАЗЕРА С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В КВАЗИКОНФОКАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ</b> Заикин А.П., Молевич Н.Е. ....	275
<b>ДЫРОЧНО-ВИХРЕВЫЕ СОЛИТОНЫ</b> Бугай А.Н., Сазонов С.В. ....	278
<b>ДИССИПАТИВНЫЕ БРЭГГОВСКИЕ СОЛИТОНЫ ПРИ КОНЕЧНОМ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ СРЕДЫ И ВНЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩИХСЯ АМПЛИТУД</b> Чан С.Ч., Розанов Н.Н.* .....	280