

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Базовая кафедра
компьютерной физики и
метаматериалов в
Саратовском филиале ИРЭ
им. В.А. Котельникова РАН

Распространение оптических солитонов в среде с переменной дисперсией

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 431 группы
направления (специальности)

физика 03.03.02
код и наименование
направления (специальности)
факультет физический

Комарова Александра Павловича

Научный руководитель

доцент, к.ф.-м.н.,
должность, уч. степень, уч. звание

дата, подпись

А.И. Конюхов
инициалы, фамилия

Заведующий кафедрой

д.ф.-м.н. профессор
должность, уч. степень, уч. звание

дата, подпись

В.М. Аникин
инициалы, фамилия

Саратов 2016

Введение В настоящее время, в связи с активным развитием оптики сверхкоротких импульсов, волоконной и интегральной оптики, актуальной проблемой является использование оптических солитонов с управляемыми характеристиками.

Цели выпускной квалификационной работы:

- Рассмотреть распространение оптических солитонов в волокнах.
- Построить модель распространения оптического солитона с учетом периодического изменения дисперсии.
- Рассмотреть неупругие взаимодействия оптических солитонов при наличии внешних возмущений.

В соответствии с поставленными целями решались следующие **задачи**:

- Численное моделирование распространения оптических солитонов в одномодовых волокнах.
- Моделирование и анализ неупругого столкновения солитонов.

Научная новизна работы заключается в том, что:

- Предложен механизм управления солитонами.
- Впервые показано, что при наличии периодического изменения дисперсии возможно управление амплитудой и групповыми скоростями солитонов.

Основное содержание работы. Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи работы.

Нелинейное уравнение Шредингера с переменными коэффициентами

В данной работе для управления солитонным взаимодействием предложено использовать среду с периодическим изменением дисперсии.

Динамика солитонов в таком волокне подчиняется нелинейному уравнению Шредингера [1]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = i\gamma(z)|E|^2 E(z, t) \quad (1)$$

Здесь $E(z, t)$ – комплексная амплитуда напряженности электрического поля, z – длина распространения, $t \rightarrow t - z/u$ – время в движущейся системе координат, связанной с начальным импульсом, u – групповая скорость начального импульса, $\gamma(z) = \langle \gamma \rangle (1 - 0.028 \sin(2\pi z/z_m))$ коэффициент керровской нелинейности, $\langle \gamma \rangle = 8.2 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, z_m – период модуляции, $\beta_2(z) = \langle \beta_2 \rangle (1 + 0.2 \sin(2\pi z/z_m))$, $\langle \beta_2 \rangle = -12.76 \text{ пс}^2/\text{км}$. Параметры $\gamma(z)$, $\beta_2(z)$ соответствуют волокну, использованному в экспериментах [4].

В расчетах использовался метод преобразования Фурье с контролем точности вычислений. Для подавления волн, отраженных от границ расчетного окна, использовались поглощающие граничные условия. Расчеты [4], проведенные по аналогичной схеме, показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

Начальное поле задается в виде двух односолитонных импульсов:

$$E(0, t) = A \operatorname{sech}(t/t_0 - T) + A \operatorname{sech}(t/t_0 + T), \quad (2)$$

где t_0 – длительность начального импульса, $A = t_0^{-1} \sqrt{|\langle \beta_2 \rangle| / \langle \gamma \rangle}$ – амплитуда односолитонного импульса, T – безразмерный параметр, определяющий расстояние между пиками начальных импульсов.

Для описания результатов использовался метод обратной задачи рассеяния [4]. При отсутствии поглощения решению уравнения Шредингера (2) с постоянными коэффициентами дисперсии и нелинейности ($z_m = \infty$)

можно сопоставить солитонный спектр λ_j . Амплитуда солитона A_j и его групповая скорость v_j в движущейся системе координат связаны со спектральным параметром λ_j следующими соотношениями [1, 6]:

$$A_j = A \sqrt{2 \operatorname{Im}(\lambda_j)}, \quad 1/v_j = |\langle \beta_2 \rangle| t_0^{-1} \sqrt{2 \operatorname{Re}(\lambda_j)}. \quad (3)$$

Спектральные параметры λ_j соответствуют нулю одного из коэффициентов матрицы рассеяния $a^*(\lambda_j) = 0$ [1]. Для двухсолитонного бризера ($T = 0$) начальному полю (2) соответствуют мнимые параметры $\lambda_1 = i0.5$ и $\lambda_2 = i1.5$ [1]. Для двух отдельных импульсов ($T \neq 0$) аналитическое решение найдено только при значительном расстоянии между импульсами ($T \gg t_0$) [5]. В остальных случаях λ_j могут быть найдены численно [6].

Изменение групповых скоростей сталкивающихся солитонов

На рис.1 показано распространение двух солитонов распространяющихся в волокне без модуляции ($z_m = \infty$). Синфазные солитоны (2) притягиваются и после столкновения расходятся (рис.1а). Спектральные параметры λ_1 и λ_2 остаются неизменными при распространении импульсов. Их положение ($\lambda_1 = i \cdot 0.49753$, $\lambda_2 = i \cdot 0.502495$) определяется пересечением линий $\operatorname{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ и $\operatorname{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (рис.1б). Расстояние, после прохождения которого солитоны сталкиваются, определяется соотношением:

$$z_c = (\pi/2) t_0^2 |\langle \beta_2 \rangle|^{-1} (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)^{-1} \quad (4)$$

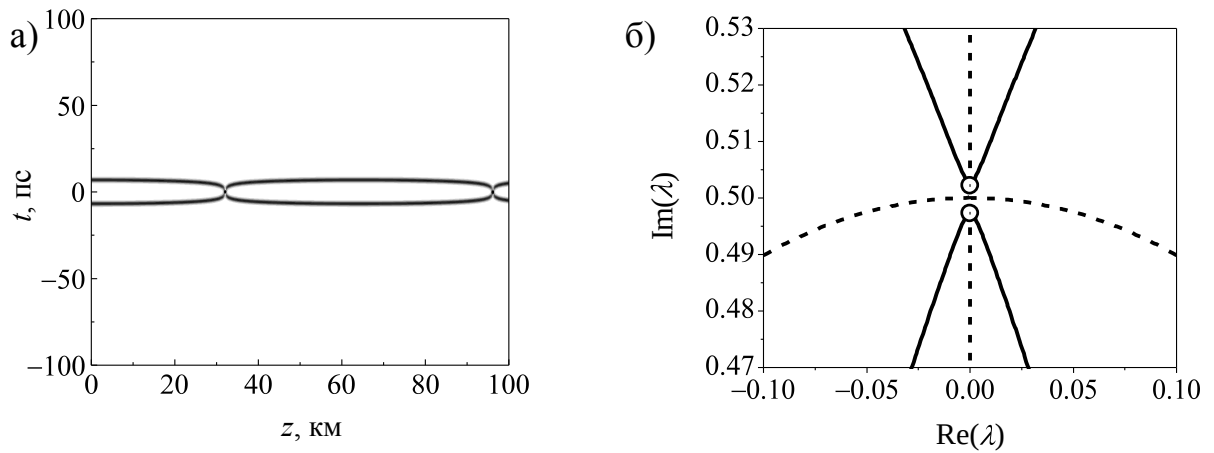


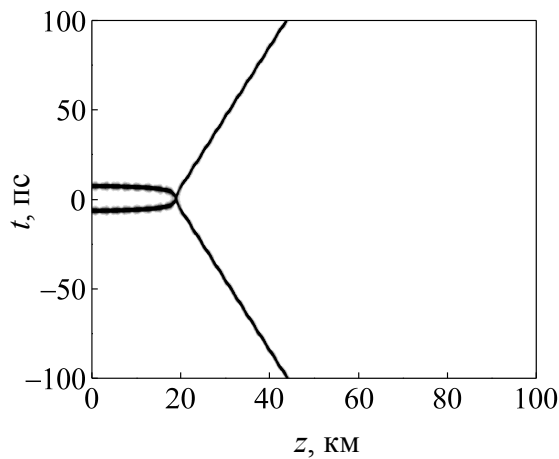
Рис.1. Распространение двух синфазных солитонов в волокне с постоянной дисперсией ($z_m = \infty$), $t_0 = 1.13 \text{ ns}$, $T = 6$: а) интенсивность $|E(z,t)|^2$, максимум интенсивности соответствует черному цвету; б) линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная линия) и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (пунктир) при $z = 100 \text{ км}$; положение спектральных параметров $\lambda_{1,2}$ отмечено кружками

Период бризера будет равен $2z_c$. В нашем случае $z_c = 31.7 \text{ км}$ (рис.1а). При увеличении расстояния T спектральные параметры $\lambda_{1,2}$ стремятся к величине $i0.5$. Соответственно, величина z_c стремится к бесконечности. Фактически это означает, что солитоны не взаимодействуют.

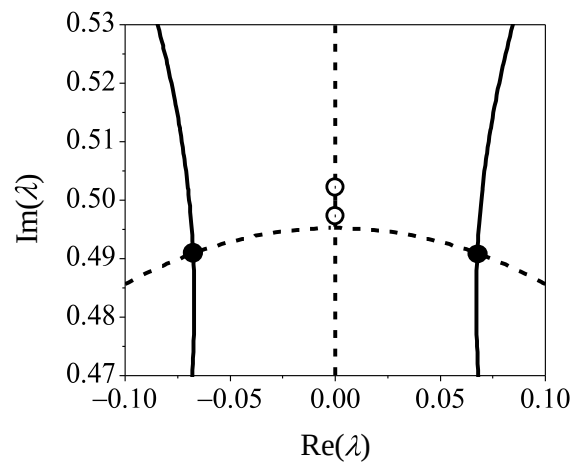
В волокне с периодической модуляцией дисперсии характер взаимодействия солитонов изменяется. Типичным поведением двухсолитонного бризера является его разделение на два отдельных импульса (рис.2). На начальном этапе исходные импульсы плавно притягиваются, затем следует момент резкого сближения. После объединения ($z = 18.76 \text{ км}$) солитоны отталкиваются и расходятся с разными групповыми скоростями. Солитоны приобретают разные по знаку, но одинаковые по модулю добавки к групповой скорости (рис.2а). Симметрия при разделении солитонов диктуется законом сохранения импульса [1]. Поведение отдельных солитонов удобно проследить на плоскости $\text{Re}[a^*(\lambda)]$, $\text{Im}[a^*(\lambda)]$ (рис.2б). При $z=0$ положение спектральных

параметров $\lambda_{1,2}$ отмечено кружками. В момент слияния импульсов λ_1 и λ_2 также объединяются. Затем они расходятся вдоль линии $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (рис.2б). Конечное положение ($z=100$ км) показано крупными черными точками (рис.2б). Как следует из (3) такое расположение $\lambda_{1,2}$ соответствует двум солитонам с разными групповыми скоростями и одинаковыми

а)



б)



в)

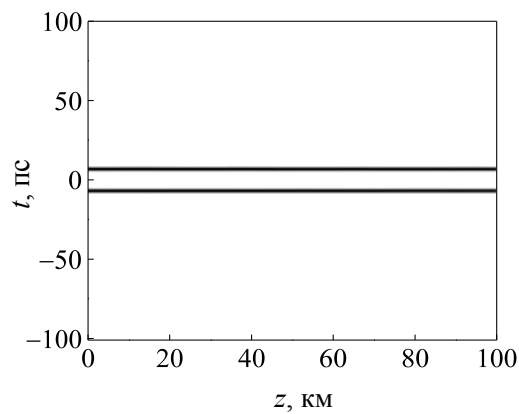


Рис.2. Распространение двух синфазных солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии: (а, б) $z_m = 2.4$ км; (в) $z_m = 0.1$ км; (а, в) интенсивность $I=|E(z,t)|^2$; б) линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная линия) и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$

(пунктир) при $z = 100$ км; остальные параметры, такие же, как на рис.1.

амплитудами. Изменение групповой скорости импульса связано со сдвигом его несущей частоты $v_j = 1/(\langle\beta_2\rangle|\Delta\omega_j|)$, где $\Delta\omega_j$ – величина сдвига частоты импульса. После изменения групповой скорости импульсов ($z > 20$ км) амплитуда солитонов постепенно уменьшается. Такая особенность связана с излучением дисперсионной волны за счет периодического изменения дисперсии и нелинейности.

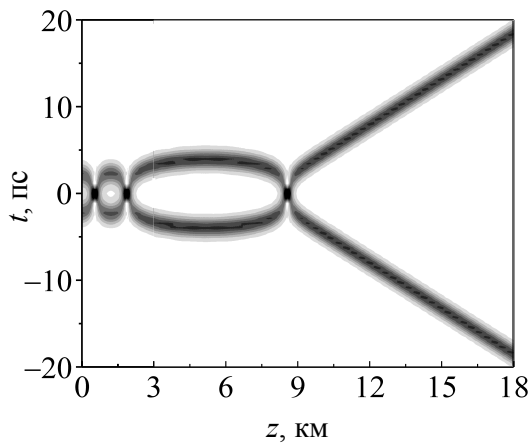
Разделение двухсолитонного бризера на два отдельных солитона наблюдается в широком диапазоне параметров. Изменение периода модуляции z_m приводит к изменению расстояния, на котором происходит столкновение солитонов, изменяются их групповые скорости. При определенных значениях z_m можно добиться такого режима, при котором солитоны распространяются практически без взаимного притяжения (рис.2в). За счет излучения дисперсионной волны амплитуда солитонов постепенно уменьшается, а длительность возрастает. Такой эффект приводит к смещению спектральных параметров λ_1 и λ_2 вдоль оси $\text{Re}(\lambda) = 0$.

Преобразование солитонных импульсов в составном волокне

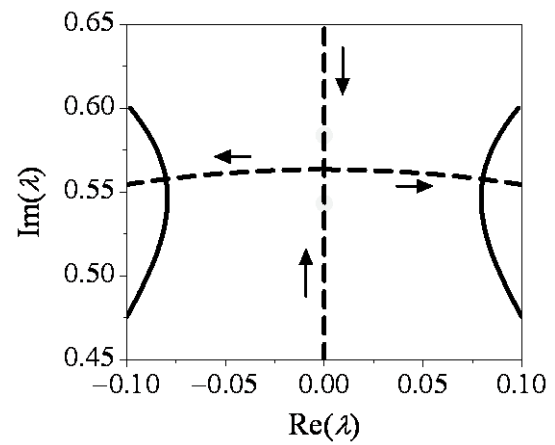
Рассмотрим возможность управления взаимным притяжением солитонов, которые расположены достаточно близко. На рис.3 расстояние между пиками исходных импульсов равно четырем длительностям импульса (4.52 пс). Для первоначальных импульсов спектральные параметры $\lambda_1 = i \cdot 0.445$ и $\lambda_2 = i \cdot 0.707$. В соответствии с (9) полупериод такого бризера будет равен $z_c = 0.52$ км. По мере распространения импульсов в волокне с периодической модуляцией (рис.3а) параметры λ_1 и λ_2

перемещаются навстречу друг другу вдоль оси $\text{Re}(\lambda) = 0$ (рис.3б). Положение $\lambda_{1,2}$ при $z = 3$ км отмечено точками (рис.3б). До столкновения солитонов их групповые скорости не меняются (8). Изменяются только амплитуды. В момент столкновения решения λ_1 и λ_2 сливаются, а затем быстро расходятся вдоль линии $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$. На рис.3б направление

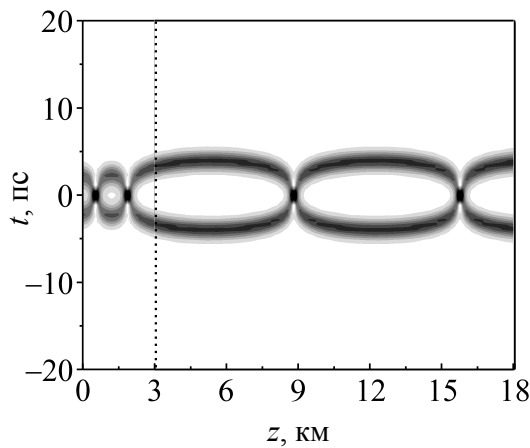
а)



б)



в)



г)

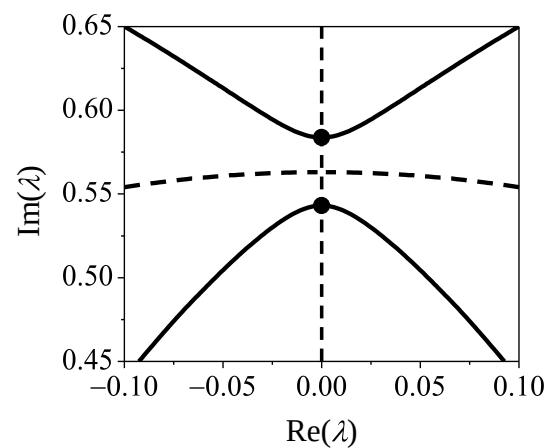


Рис.3. Распространение двух близкорасположенных солитонов ($T=2$). (а, б) в волокне с периодическим изменением дисперсии ($z_m = 64$ м); (в, г) в составном волокне: при $z < 3$ период $z_m = 0.064$ км, при $z \geq 3$ (правее вертикального пунктира (в)) $z_m = \infty$; для начальных импульсов $T = 2$; линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная) и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (пунктир) показаны для $z = 18$ км (б) и $z = 3$ км (г); остальные параметры и обозначения такие же, как на рис.1.

движения корней λ_1 и λ_2 показано стрелками. При $z = 3$ км параметры $\lambda_1 = i \cdot 0.543$, $\lambda_2 = i \cdot 0.584$. Данное состояние соответствует полупериоду бризера $z_c = 6.8$ км. Это состояние можно “зафиксировать” используя составное волокно. При $z < 3$ км (рис.3в) поле распространяется в волокне с периодическим изменением дисперсии. Для $z \geq 3$ км импульсы распространяются в волокне с постоянным значением дисперсии и нелинейности ($z_m = \infty$). Используя такую конструкцию, получаем бризер с увеличенным периодом $z_c = 6.8$ км. Положение спектральных параметров $\lambda_{1,2}$ показано для $z = 3$ км (рис.3г). При дальнейшем распространении импульса в оптическом волокне с постоянными параметрами величины λ_1 и λ_2 не изменяются.

Выводы

Периодическое изменение коэффициентов нелинейного уравнения Шредингера может приводить к неупругому взаимодействию солитонов. Данный эффект можно использовать для управления солитонным взаимодействием в оптических линиях связи. При использовании оптических солитонов для передачи информации наличие притяжения между синфазными солитонами может приводить к потере данных. Для предотвращения столкновения солитонов можно использовать два подхода, основанных на применении волокна с периодическим изменением

дисперсии. В одном варианте используется режим, когда импульсы распространяются на фиксированном расстоянии друг от друга. То есть фактически без взаимного притяжения. В другом варианте солитонная пара разделяется на два импульса с различной несущей частотой. В этом случае передача информации может вестись параллельно на двух частотных диапазонах. Для солитонов, распространяющихся на небольшом расстоянии друг от друга, волокно с периодическим изменением дисперсии можно использовать для увеличения дистанции, на которой происходит столкновение солитонов.

Список литературы

1. *Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки* // М.: Физматлит. 2003. С. 304
2. *Soto-Crespo J. M., Grelu Ph., Akhmediev N., Devine N. Soliton complexes in dissipative systems: Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs* // Phys. Rev. E. 2007. Vol 75. P. 016613.
3. *Chang W., Akhmediev N., Wabnitz S. Effect of an external periodic potential on pairs of dissipative solitons* // Phys. Rev. A. 2009. Vol.80. P. 013815.
4. *Sysoliatin A.A., Dianov E.M., Konyukhov A.I., Melnikov L.A., V.A. Stasyuk Soliton splitting in a dispersion-oscillating fiber* // Laser Physics, 2007. P. 1306-1310.
5. *Выслоух В.А., Чередни И.В. Многосолитонные составляющие решений нелинейного уравнения Шредингера с возмущающим членом* // Теоретическая и математическая физика. 1987. Т. 71. С. 13–20.
6. *Konyukhov A.I., Dorokhova M.A., Melnikov L.A. and Plastun A.S., Inelastic collision and fusion of optical solitons in dispersion oscillating fiber.* // Laser Physics Letters. 2015. Т. 12. С. 1–5.