

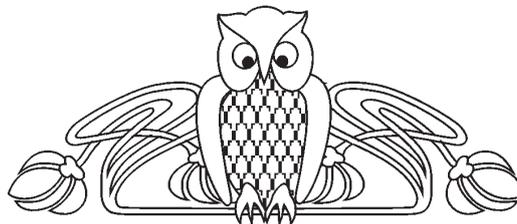


УДК 535.345.1

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В РАМКАХ МОДЕЛИ НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА С ПЕРЕМЕННЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

А. С. Пластун¹, А. И. Конюхов^{1, 2}, Л. А. Мельников², С. А. Зарьков¹¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А.

E-mail: plastun_alex@mail.ru



Показано, что в системах, подчиняющихся нелинейному уравнению Шредингера с переменными коэффициентами, взаимодействие двух солитонов может носить неупругий характер. Неупругое столкновение солитонов может приводить к изменению их групповых скоростей, амплитуд, и длительностей. Рассмотрено несколько частных случаев, связанных с разделением солитонной пары, образованием связанного состояния двух солитонов. В прикладном аспекте данные эффекты могут быть использованы для управления солитонным взаимодействием в оптических линиях связи.

Ключевые слова: оптические солитоны, нелинейное уравнение Шредингера, волоконная оптика, математическое моделирование, взаимодействие солитонов.

Optical Soliton Inelastic Interactions in Nonlinear Schrödinger Equation with Variable Coefficients Model

A. S. Plastun, A. I. Konyukhov, L. A. Melnikov, S. A. Zarkov

It is shown that in systems described by nonlinear Schrödinger equation with variable coefficients, interaction of two solitons can carry an inelastic character. Inelastic collision solitons can lead to changes in their group velocities, amplitudes and durations. We consider some particular cases related to the separation of the soliton pair and formation of a bound state of two solitons. In the applied aspect these phenomena can be used to control the soliton interaction in optical fiber communications.

Key words: optical soliton, nonlinear Schrödinger equation, fiber optics, numerical modeling, soliton collision.

DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-2-81-86

Введение

Управление оптическими солитонами подразумевает собой возможность изменения числа солитонов, их амплитуд, групповых скоростей. Оптические солитоны подчиняются нелинейному уравнению Шредингера [1]. Солитонные решения этого уравнения отличаются неизменной формой. При столкновениях солитоны сохраняют свои параметры, т. е. взаимодействуют упруго. Изменение параметров оптических солитонов возможно при неупругих столкновениях. Не-

упругие столкновения описываются нелинейным уравнением Шредингера, в котором присутствуют некоторые слагаемые, описывающие возмущение. В качестве таких возмущений может использоваться спектральная фильтрация, нелинейные потери, нелинейное усиление, дисперсия высших порядков. В данном случае модифицированное нелинейное уравнение Шредингера часто называют комплексным уравнением Гинзбурга–Ландау [1]. Данное уравнение описывает достаточно большой класс задач, связанный с неупругим взаимодействием солитонов (см. главу 13 в [1]). Солитонные пары, описываемые комплексным уравнением Гинзбурга–Ландау, могут существовать в различных формах. Возможно формирование связанных солитонных состояний [2], формирование структур, которые изменяются периодически, квазипериодически или хаотично [3].

Для управления динамикой солитонов возможно использование модуляции фазы поля во времени [4]. Фазовая модуляция может использоваться для управления временным интервалом между солитонами.

Другой подход для управления взаимодействием солитонов основан на использовании поляризованных оптических солитонов [1, гл. 7]. В данном случае роль возмущения играет фазовая кросс-модуляция в системе двух связанных нелинейных уравнений Шредингера. Анализ данной системы показывает возможность управления групповыми скоростями и амплитудами солитонных импульсов.

Каждый из методов [1–4], предложенных для управления оптическими солитонами, при практической реализации имеет те или иные недостатки. Спектральная фильтрация увеличивает длительность импульсов, что может быть нежелательным эффектом. Модуляцию фазы, синхронную с последовательностью импульсов,



технически сложно реализовать. Особенно, если речь идет о частотах порядком в несколько гигагерц и, тем более, для терагерцовых несущих частот битовой последовательности. Ряд эффектов, которые были описаны на основе комплексного уравнения Гинзбурга–Ландау, требуют специального типа нелинейности, дисперсии или потерь.

В данной работе для управления солитонным взаимодействием предложено использовать среду с периодическим изменением дисперсии. В качестве такой среды может использоваться пассивное одномодовое оптическое волокно с периодическим изменением диаметра вдоль волокна [5]. Рассмотренные режимы могут быть реализованы при подборе всего лишь одного управляющего параметра, в качестве которого выступает период модуляции волокна.

Нелинейное уравнение Шредингера с переменными коэффициентами

Остановимся на ряде приближений, которые используются в нашей модели. Отметим, что оптические волокна в той или иной степени обладают двулучепреломлением. Поэтому поляризация поля будет изменяться при распространении излучения вдоль волокна. В общем случае задача на распространение солитонов является векторной [1]. При использовании скалярного подхода ряд эффектов, связанных с поляризацией поля, теряется. Однако основные эффекты, связанные с взаимодействием солитонов, формированием бризеров, были описаны с использованием скалярного подхода.

Распространение оптического импульса в волокне подчиняется нелинейному уравнению Шредингера [1, 2]. Если диаметр волокна изменяется вдоль его длины, то показатель преломления становится зависящим от продольной координаты. В нашей задаче диаметр волокна изменяется достаточно медленно. На расстояниях порядка 100 м изменение диаметра не превышает 10% от среднего значения [5]. При адиабатическом изменении параметров можно ввести переменные коэффициенты дисперсии второго порядка $\beta_2 = \beta_2(z)$ и керровской нелинейности $\gamma = \gamma(z)$. Нелинейное уравнение Шредингера принимает вид

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

где $E(z, t)$ – амплитуда основной моды волокна, z – длина распространения, $t \rightarrow t - z/u$ – время в движущейся системе координат, связанной с началь-

ным 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 [5].

В расчетах использовался метод преобразования Фурье с контролем точности вычислений. Для подавления волн, отраженных от границ расчетного окна, использовались поглощающие граничные условия. Расчеты [5], 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 $A = t_0^{-1} \sqrt{|\langle \beta_2 \rangle| / \langle \gamma \rangle}$ – амплитуда односолитонного импульса, t_0 – длительность начального 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 ($z = \infty$) 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]:

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

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 ($T \gg t_0$) [7]. В остальных случаях λ_j могут быть найдены численно [6].

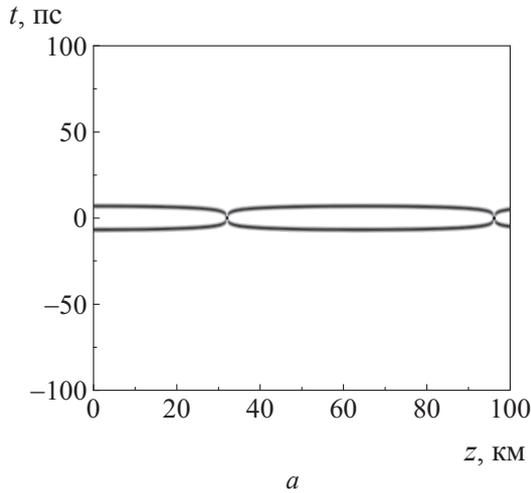
Взаимодействие солитонов с изменением групповых скоростей

На рис. 1 показано распространение двух солитонов, распространяющихся в волокне без модуляции ($z_m = \infty$). Синфазные солитоны (2) притягиваются и после столкновения расходятся (рис. 1, а). Спектральные параметры λ_1 и λ_2 остаются неизменными при распространении импульсов.



Их положение ($\lambda_1 = i \times 0.49753$, $\lambda_2 = i \times 0.502495$) определяется пересечением линий $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (рис. 1, б). Расстояние, после прохождения которого солитоны сталкиваются, определяется соотношением [7]:

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



Период бризера будет равен $2z_c$. В нашем случае $z_c = 31.7$ км (см. рис. 1, а). 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.

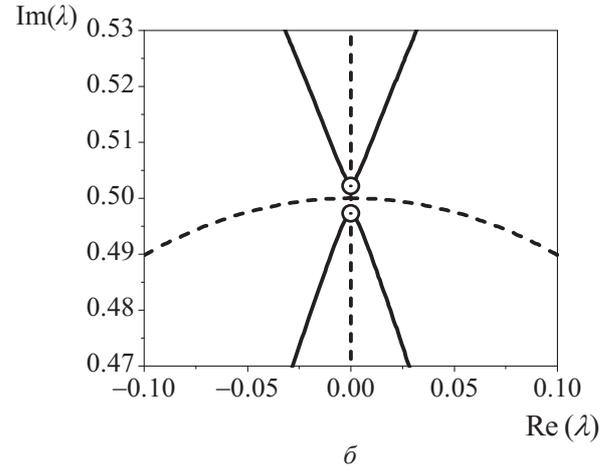


Рис. 1. Распространение двух синфазных солитонов в волокне с постоянной дисперсией ($z_m = \infty$). $t_0 = 1.13$ пс, $T = 6$: а – интенсивность $|E(z,t)|^2$, максимум интенсивности соответствует черному цвету; б – линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная линия) и $\text{Im}[a^*(\lambda)]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

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 ($z = 18.76$ км) солитоны отталкиваются и расходятся с разными групповыми скоростями. Солитоны приобретают разные по знаку, но одинаковые по модулю добавки к групповой скорости (рис. 2, а). 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. 2, б). 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 $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (см. рис. 2, б). Конечное положение ($z = 100$ км) показано крупными черными точками (см. рис. 2, б). Как следует из (3), такое расположение $\lambda_{1,2}$ соответствует двум солитонам с разными групповыми скоростями

и одинаковыми 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. 2, в). За счет излучения дисперсионной волны амплитуда солитонов постепенно уменьшается (рис. 2, г), а длительность возрастает. При этом групповые скорости солитонов остаются неизменными ($\text{Re}(\lambda) = 0$).

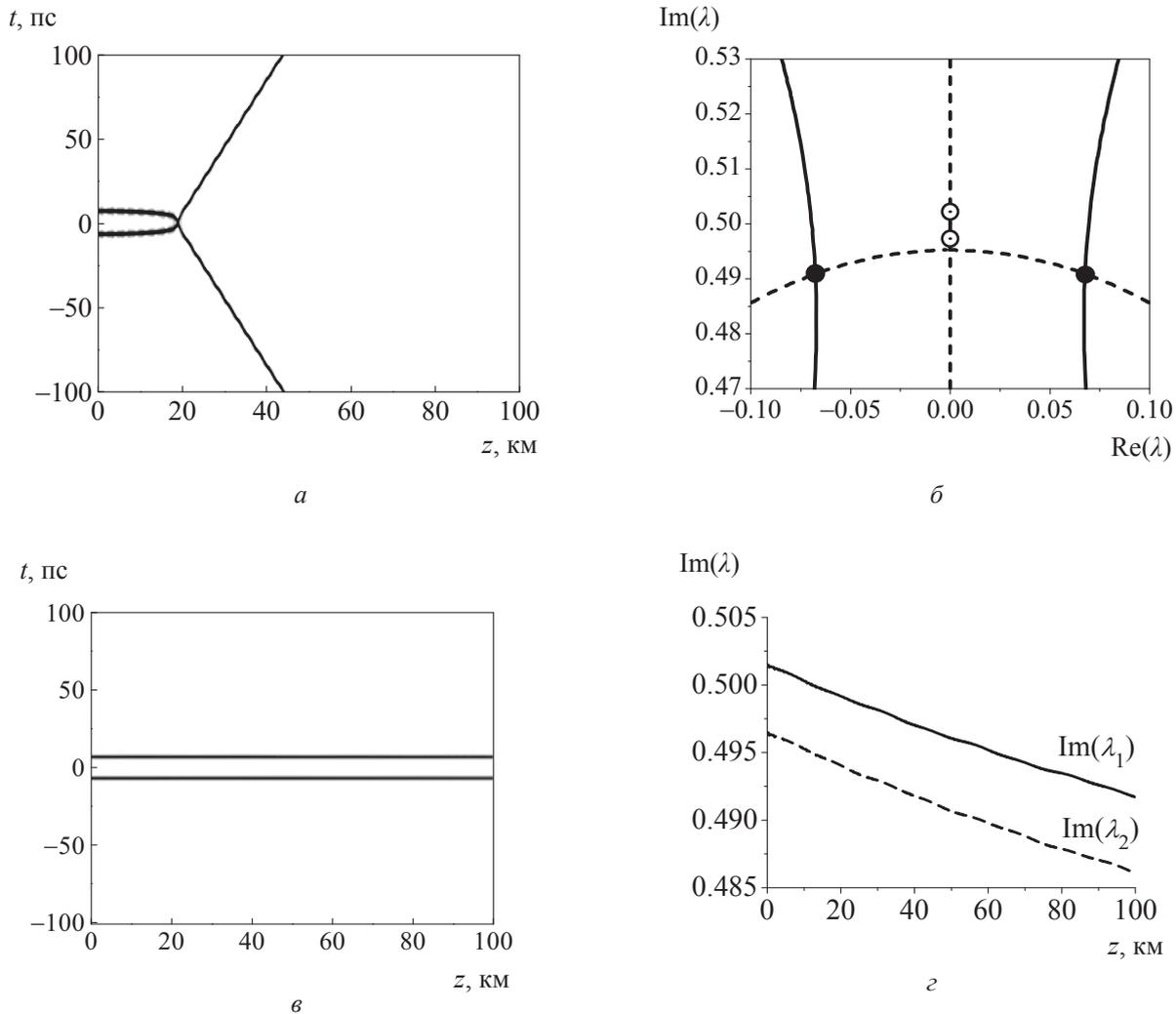


Рис. 2. Распространение двух синфазных солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии: $a, б - z_m = 2.4$ км; $в - z_m = 0.1$ км; $a, в -$ интенсивность $I = |E(z, t)|^2$; $б -$ линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная линия) и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (пунктир) при $z = 100$ км; $г -$ мнимая часть спектрального параметра для первого и второго солитонов, показанных на рис. 2, в. Остальные параметры см. рис. 1

Преобразование солитонных импульсов в составном волокне

Рассмотрим распространение солитонной пары в составном волокне. Первая часть волокна характеризуется периодическим изменением дисперсии, вторая часть имеет постоянную дисперсию ($z_m = \infty$). 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. 3, а) параметры λ_1 и λ_2 перемещаются навстречу друг другу вдоль оси $\text{Re}(\lambda) = 0$ (рис. 3,

б). Положение $\lambda_{1,2}$ при $z = 3$ км отмечено крупными точками (см. рис. 3, б). 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. 3, б направление 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 (см. рис. 3, в) поле распространяется в волокне с периодическим изменением дисперсии. Для $z \geq 3$ км импульсы распространяются в волокне с постоянным значением дисперсии и нелиней-

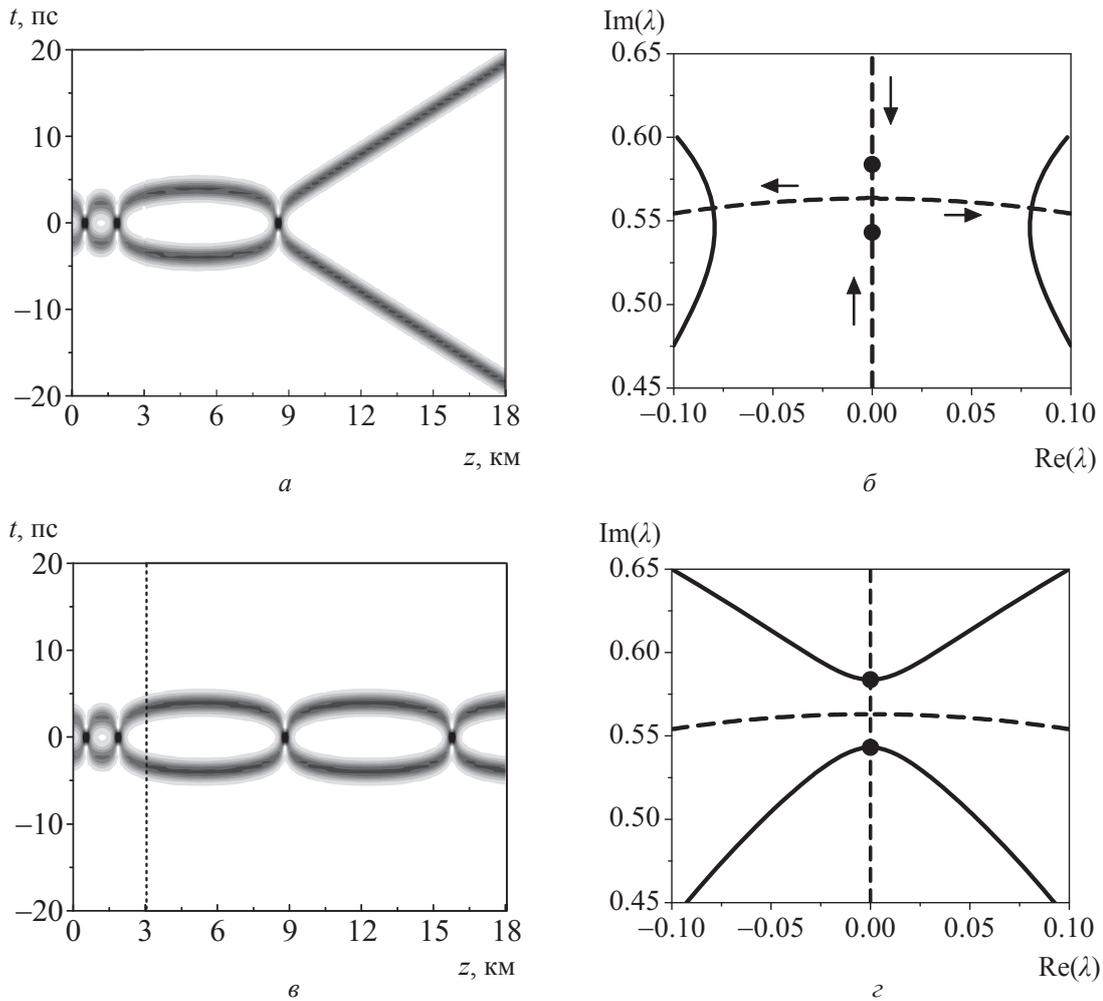


Рис. 3. Распространение двух близкорасположенных солитонов ($T = 2$): a, b – в волокне с периодическим изменением дисперсии ($z_m = 64$ м); c, d – в составном волокне: при $z < 3$ период $z_m = 0.064$ км, при $z \geq 3$ (после вертикального пунктира на рисунке c) $z_m = \infty$; для начальных импульсов $T = 2$. Линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная) и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (пунктир) показаны для $z = 18$ км (b) и $z = 3$ км (d). Остальные параметры и обозначения см. рис. 1

ности ($z_m = \infty$). 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. 3, d). 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 соли-

тонами 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, т. е. 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. 304 с.
2. *Binh L. N.* Optical multi-bound solitons. USA, Kentucky: CRC Press, 2015. 567 p.
3. *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.
4. *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.
5. *Sysoliatin A. A., Dianov E. M., Konyukhov A. I., Melnikov L. A., Stasyuk V. A.* Soliton splitting in a dispersion-oscillating fiber // *Laser Physics.* 2007. Vol. 17, № 11. P. 1306–1310.
6. *Выслоух В. А., Чередни И. В.* Многосолитонные составяющие решений нелинейного уравнения Шредингера с возмущающим членом // *Теоретическая и математическая физика.* 1987. Т. 71. С. 13–20.
7. *Konyukhov A. I., Dorokhova M. A., Melnikov L. A., Plastun A. S.* Inelastic collision and fusion of optical solitons in dispersion oscillating fiber // *Laser Physics Lett.* 2015. Vol. 12, № 5. P. 1–5.

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

УДК 621.372.2: 620.179

ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В СИСТЕМЕ С НАНОМЕТРОВЫМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ СЛОЕМ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

**Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Д. В. Пономарев,
Е. В. Латышева, В. Б. Феклистов**

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: Usanovda@info.sgu.ru

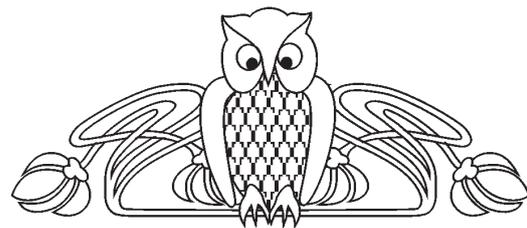
Установлена высокая чувствительность частотных зависимостей коэффициента прохождения электромагнитной волны к изменению толщин нанометровых металлических слоев, нанесенных на диэлектрические пластины, в случае возникновения волноводно-диэлектрического резонанса при частичном заполнении структурой поперечного сечения волновода по ширине и асимметричном размещении относительно его середины. Обоснован теоретически и экспериментально СВЧ-метод измерения толщины металлических пленок в слоистых металлодиэлектрических структурах, частично заполняющих поперечное сечение волновода.

Ключевые слова: волноводно-диэлектрический резонанс, металлодиэлектрические структуры, нанометровые металлические слои, измерение толщины на СВЧ.

Waveguide-dielectric Resonance in Systems with Nanometer Metal Layer on Dielectric Substrate

**D. A. Usanov, A. V. Skripal, D. V. Ponomarev,
E. V. Latysheva, V. B. Feklistov**

High sensitivity of an electromagnetic wave transmission spectra to change the thickness of the nanometer metal layers on dielectric plates in the case of the waveguide-dielectric resonance emergence due to the waveguide cross section is partially filled across the width



and asymmetrically occupied relative to its middle by the investigated structure has been established. The microwave method of measurements the metal films thickness in the layered metal-dielectric structures which are partially filling the cross section of the waveguide has been theoretically and experimentally justified.

Key words: waveguide-dielectric resonance, metal-dielectric structures, nanometer metal layers, microwave measurements of thickness.

DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-2-86-90

Введение

Для определения параметров материалов и структур, включающих нанометровые металлические слои, используемых при создании приборов полупроводниковой СВЧ-электроники, наиболее предпочтительными являются СВЧ-методы измерений [1–5].

С целью повышения чувствительности таких методов используются СВЧ-схемы, в которых частотная зависимость спектров отражения и прохождения для измеряемых слоистых структур резко изменяется при вариации параметров входящих в их состав слоев [6–10].