

Символьный расчет солитонов в условиях нормальной дисперсии неоднородных оптических волокон*

Вен-Юн Лиу, Бо Тайен, Мин Ли, Ян Жианг, Ки-Ксинг Ку, Пан Ванг, Кун Сун

Исследовано нелинейное уравнение Шредингера с переменными дисперсией, нелинейностью и усилением (или поглощением). Рассмотрен случай распространения оптических ультракоротких импульсов в неоднородных оптических волокнах в условиях нормальной дисперсии. С помощью модифицированного метода Хироты и символьных вычислений получена билинейная форма уравнения и выведено аналитическое решение для солитона. В режиме нормальной дисперсии продемонстрированы устойчивые светлые и темные солитоны. Получены периодически меняющийся солитон и сжатый солитон без флуктуаций. Наблюдались также комбинированные и кинк-солитоны. Описаны потенциально реализуемые способы управления солитоном, которые используются для разработки дисперсионно-управляемых систем. Предложенные методы могут найти применение при работе с солитонными линиями связи, для сжатия и управления солитонами.

Ключевые слова: символьные вычисления, нелинейное уравнение Шредингера, солитоны.

1. Введение

С момента появления первых теоретических [1] и экспериментальных [2] работ исследования солитонов в оптических волокнах приобрели популярность и сосредоточились на поиске вариантов применения солитонов в системах дальней связи и в полностью оптических сверхбыстрых коммутаторах [3–6]. Солитоны, возникающие в результате баланса между нелинейностью фокусирующего типа и аномальной дисперсией групповых скоростей импульсов (ДГС), называются светлыми солитонами [7], поскольку по существу они являются вариацией локализованного нелинейного излучения. Темные солитоны, в свою очередь, образуются в результате взаимной компенсации дефокусирующей нелинейности и нормальной ДГС импульсов, проявляясь как локализованные провалы интенсивности на фоне несущей волны [8].

Солитоны можно использовать для кодирования цифровых данных в высокоскоростных системах дальней оптической связи [9]. Однако в этом случае возникает проблема, связанная с распределением ДГС в уже установленных оптических волокнах [10]. Для ее преодоления используется метод управления дисперсией (УД), который обеспечивает лучшее качество передачи данных, нежели линия с равномерной ДГС [11]. Однако и этот метод имеет свои ограничения, например джиттер Гордона–Хауса [10], порождаемый ДГС

[12]. Кроме того, затруднительно передавать по одному каналу высокоскоростной сигнал на трансокеанические расстояния, потому что между соседними солитонами велико нелинейное взаимодействие, которое ограничивает дальность передачи [13]. Для борьбы с этим ограничением предложен метод управления солитонами, позволяющий увеличить объем данных и расстояние передачи [9, 14].

В работе [15] доложено об успешном применении метода управления солитонами, который снял ограничение на дальность передачи солитона. Следующим шагом стало активное управление солитонами путем синхронной регенерации с помощью модуляторов [16]: Маха–Цендера на основе LiNbO_3 [17], на волокне с керровской нелинейностью [18] и на эффекте электропоглощения [19]. Был предложен метод встроенной синхронной модуляции для ДМ-передаточной линии (линии с дельта-модуляцией), состоящей из волокна с дисперсионным сдвигом, у которого дисперсия компенсирована [20, 21]. В [20] сообщалось о передаче солитона на расстояние 70 000 км со скоростью 40 Гбит/с этим методом. Схожая технология использовалась для стабилизации энергии солитона при его мультиплексной передаче по волокну с дисперсионным сдвигом с разделением по длинам волн [22]. Был предложен также модифицированный метод управления солитоном, расширенный для случая мощной ДМ-линии, состоящей из стандартного (без дисперсионного сдвига) волокна с компенсацией дисперсии [23]. При использовании этого метода управления импульсы с возвращением к нулю были переданы по ДМ-линии со скоростью 40 Гбит/с на расстояние более 20 000 км. В работе [24] представлен анализ линейной стабильности ДМ-солитонов, управляемых встроенными узкополосными фильтрами [24], а в [25] для управления солитоном применялся метод спектральной фильтрации. В [26] представлен новый подход к достижению полного нелинейного управления процессом, а явления, предсказанные в [27], открыли новые возможности управления солитонами. Недавно было обеспечено стабильное управление временной задержкой импульса с помощью решений для резонансных солитонов [28].

* Перевод с англ. В.В.Кошечкиной.

Wen-Jun Liu, Min Li, Yan Jiang, Qi-Xing Qu, Pan Wang, Kun Sun. School of Science, P.O. Box 122, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China

Bo Tian. School of Science, P.O. Box 122, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China; State Key Laboratory of Software Development Environment, Beijing; University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China; Key Laboratory of Optical Communication and Lightwave Technologies, Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China; e-mail: tian.bupt@yahoo.com.cn

Все перечисленные выше методы направлены на поиск возможности управления светлым солитоном [29]. К сожалению, светлый солитон не позволяет полностью использовать емкость линии, т. к. во избежание накопления битовых ошибок необходимо поддерживать относительно большие промежутки между солитонами [30]. Кроме того, оптические потери уменьшают интенсивность светлого солитона и увеличивают его длительность [30]. Влияние же потерь на темный солитон гораздо меньше, чем на светлый [30]. Для темного солитона это проявляется в виде провала интенсивности на фоне несущей волны [29]. Временной джиттер темного солитона меньше, чем у аналогичного светлого [31]. Благодаря потенциальным применениям темного солитона интерес к нему начал расти [32], и появились посвященные ему обзоры [3]. Было исследовано распространение темного солитона в нелинейных оптических волокнах [29]. Кроме того, в [33] дано описание основных особенностей темного солитона и предложена схема его управления.

С другой стороны, представляет интерес управление солитоном в нелинейных неоднородных средах [26], в число которых входят дискретные и объемные среды с периодически меняющимися параметрами, такими как дисперсия и нелинейность [34], а также системы с локализованными дефектами [35]. В неоднородных оптических волокнах распространение оптических солитонов в условиях нормальной дисперсии можно описать нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) [36]:

$$iu_{\xi} - i\frac{g(\xi)}{2}u - \frac{1}{2}\beta(\xi)u_{\tau\tau} + \gamma(\xi)|u|^2u = 0, \quad (1)$$

где $g(\xi)$, $\beta(\xi)$ и $\gamma(\xi)$ – функции нормированной координаты вдоль оси распространения ξ , которые связаны с усилением (или поглощением), ДГС и керровской нелинейностью соответственно; $u(\xi, \tau)$ – комплексная составляющая электрического поля (τ – нормированное время запаздывания, индексы ξ и τ обозначают частные производные). В [36] утверждается, что уравнение (1) позволяет описать физические системы в нелинейной оптике и физике конденсированного вещества. В оптике оно описывает развитие медленно меняющейся огибающей $u(\xi, \tau)$ оптического импульса, распространяющегося вдоль оси ξ в волоконном усилителе или компрессоре.

С практической точки зрения уравнение (1) интересно не только для описания усиления и сжатия оптических солитонов в неоднородных системах, но также и для стабильной передачи ДМ-солитонов [37]. Следует отметить, что работы с проведенным анализом (1) на предмет управления солитоном в режиме нормальной дисперсии в неоднородном оптическом волокне (за исключением [33]) отсутствуют.

Настоящая работа посвящена исследованию управления солитоном в неоднородных оптических волокнах и преследует две цели. Во-первых, методом символьных вычислений впервые получено семейство аналитических решений солитонов для уравнения (1), решенного модифицированным методом Хироты, с последующим аналитическим изучением динамики солитонов при наличии однородной дисперсии, усиления и нелинейности. Во-вторых, рассмотрены коэффициенты ДГС для профиля волокна с компенсацией дисперсии, ранее разработанного для адиабатической компрессии солитона в режиме аномальной ДГС (см. [38]). До настоящего момента эти коэффициенты подробно не изу-

чались. Далее в статье рассмотрены возможности управления темным солитоном в неоднородных оптических волокнах.

2. Билинейная форма уравнения (1)

В этом разделе мы выведем билинейную форму уравнения (1) в условиях нормальной дисперсии и получим фундаментальное решение для солитона в билинейной форме. Вывод выполняется в символьном виде [6, 39, 40] с применением модифицированного метода Хироты.

Введем преобразование зависимой переменной [5]

$$u(\varepsilon, \tau) = A(\xi) \frac{h(\varepsilon, \tau)}{f(\varepsilon, \tau)}, \quad (2)$$

где $h(\xi, \tau)$ – комплексная дифференцируемая функция; $A(\xi)$ и $f(\xi, \tau)$ – действительные части. После некоторых символьных манипуляций получается следующая билинейная форма уравнения (1):

$$\left[iD_{\xi} - \frac{1}{2}\beta(\xi)D_{\tau}^2 + \lambda \right] h \cdot f = 0, \quad (3)$$

$$[\beta(\xi)D_{\tau}^2 - 2\lambda] f \cdot f = -2\gamma(\xi) \exp \left[\int g(\xi) d\xi \right] |h|^2. \quad (4)$$

Здесь λ – параметр, который необходимо определить, а билинейные операторы Хироты D_{ξ} и D_{τ} [41, 42] определяют как

$$D_{\xi}^m D_{\tau}^n (G \cdot F) = \left(\frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\partial}{\partial \xi'} \right)^m \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \tau'} \right)^n G(\xi, \tau) F(\xi', \tau') \Big|_{\xi'=\xi, \tau'=\tau}. \quad (5)$$

Уравнения (3), (4) можно решить, используя следующие разложения в ряд для h и f :

$$h = h_0(1 + \varepsilon h_1 + \varepsilon^2 h_2 + \dots), \quad (6)$$

$$f = 1 + \varepsilon f_1 + \varepsilon^2 f_2 + \dots, \quad (7)$$

где ε – формальный параметр разложения. Предполагается, что $f_1, f_2, \dots, h_1, h_2, \dots$ стремятся к нулю при $\varepsilon \rightarrow -\infty$. Подставляя выражения (6), (7) в уравнения (3), (4) и приравнявая нулю коэффициенты при ε одинаковых степеней, можно получить рекурсивные зависимости для $f_n(\xi, \tau)$ и $h_n(\xi, \tau)$ ($n = 1, 2, \dots$).

3. Решение уравнения (1) для солитона

Для получения решения уравнения (1) для фундаментального солитона представим, что

$$h_0 = \mu e^{\theta}, \quad h_1 = -e^{\vartheta}, \quad f_1 = m e^{\vartheta}, \quad (8)$$

где μ – произвольный комплексный параметр; $\theta = ia(\xi) + ib\tau$ и $\vartheta = k(\xi) + \omega\tau + \delta$, где $a(\xi)$ и $k(\xi)$ – функции, которые нужно определить; b, ω, δ и m – действительные константы. При подстановке $h(\xi, \tau)$ в получающийся набор линейных уравнений в частных производных и после некоторых преобразований имеем

$$A(\xi) = \exp\left[\int \frac{g(\xi)}{2} d\xi\right],$$

$$a(\xi) = \frac{1}{2} \int \left\{ \beta(\xi)b^2 + 2 \exp\left[\int g(\xi)d\xi\right] \mu \bar{\mu} \gamma(\xi) \right\} d\xi,$$

$$k(\xi) = b\omega \int \beta(\xi) d\xi,$$

$$\gamma(\xi) = \exp\left[-\int g(\xi)d\xi\right] \omega^2 \beta(\xi) / 4\mu \bar{\mu},$$

$$m = 1, \quad \lambda = \exp\left[-\int g(\xi)d\xi\right] \mu \bar{\mu} \gamma(\xi),$$

а также

$$h_n(\xi, \tau) = 0, \quad f_n(\xi, \tau) = 0 \quad (n = 2, 3, 4, \dots).$$

Здесь $\bar{\mu}$ – величина, комплексно-сопряженная к μ . Без потери общности можно положить $\varepsilon = 1$. Таким образом, решение для одного солитона можно записать как

$$\begin{aligned} u(\xi, \tau) &= \exp\left[\int \frac{g(\xi)}{2} d\xi\right] \frac{h_0(1 + h_1)}{1 + f_1} \\ &= \mu \exp\left[\theta + \int \frac{g(\xi)}{2} d\xi\right] \frac{1 - \exp\theta}{1 + \exp\theta} \\ &= \mu \exp\left[\theta + \int \frac{g(\xi)}{2} d\xi\right] \tanh\left(-\frac{\theta}{2}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Выражение (9) является решением для фундаментального темного солитона (графически показано на рис.1,*a* для условия $g(\xi) = 0$). Темный солитон отличается стабильностью при распространении. Если зафиксировать следующие значения параметров: $\mu = 1, \delta = 4, \beta(\xi) = 1, \omega = 2$ и $b = 0.5$, то $u(\xi, \tau) = \tanh(b\xi + \tau + 2)$, и скорость солитона зависит от $-1/b$. Таким образом, на скорость распространения солитона можно воздействовать, меняя b на рис.1,*a*. Чем больше b , тем выше скорость солитона. Нелинейные эффекты могут компенсировать эффект ДГС, и ни форма импульса, ни его спектр не будут меняться при распространении по световоду.

Сказанное справедливо при условии, что $g(\xi) = 0$, т.е. на рис.1,*a* представлен фундаментальный темный солитон в отсутствие поглощения/усиления. Рассмотрим теперь процесс развития солитона, когда $g(\xi) \neq 0$. Сначала предположим, что $b = 0$. Если $g(\xi) = -0.01\xi$, а все остальные параметры идентичны параметрам, указанным на рис.1,*a*, получается светлый солитон, изображенный на рис.1,*б*. Длительность импульса и волновое число светлого солитона остаются неизменными при его распространении по световоду. Светлый солитон можно наблюдать только в случае аномального режима ДГС [4]. Мы полагаем, что в настоящей работе впервые сообщается о наблюдении светлого солитона в режиме нормальной ДГС.

Солитон, изображенный на рис.1,*б*, при $g(\xi) = -0.1 \cos(2\xi)$ периодически осциллирует в зависимости от ξ (рис.2,*a*). Быстро перемещающиеся солитоны вызывают многочисленные колебания интенсивности (рис.2,*б*). С ростом параметра $g(\xi)$ эти осцилляции становятся все более выраженными, а их количество и амплитуда увеличиваются. Таким образом, солитон можно управлять, изменяя $g(\xi)$, а имен-

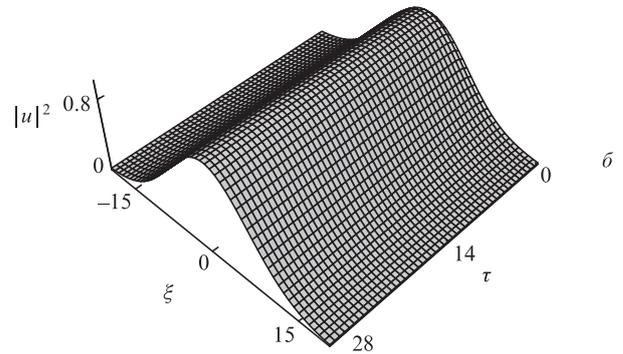
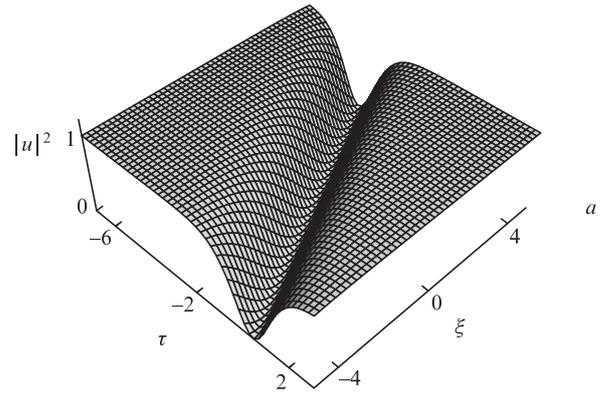


Рис.1. Стабильное распространение темного солитона с $b = 0.5$ и $g(\xi) = 0$ (*a*) и светлого солитона с $b = 0$ и $g(\xi) = -0.01\xi$ (*б*) в нелинейном световоде с $\mu = 1, \delta = 4, \omega = 2$ и $\beta(\xi) = 1$.

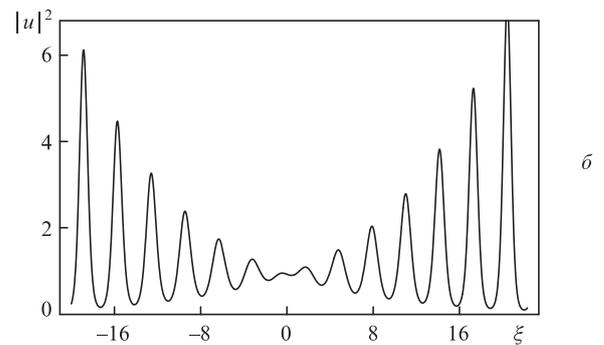
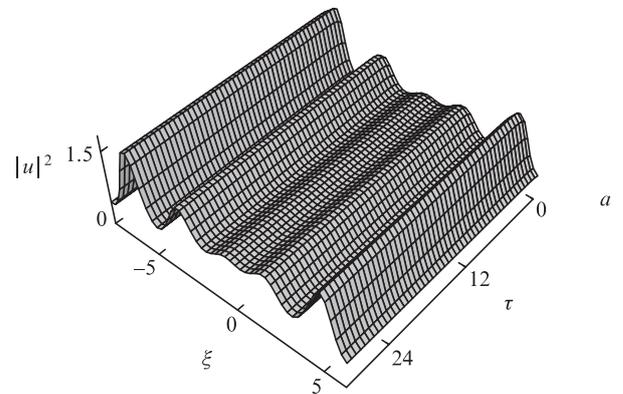


Рис.2. Периодические осцилляции интенсивности солитона при модуляции потерь на поглощение $g(\xi) = -0.1 \cos(2\xi)$ ($\mu = 1, \delta = 4, \beta(\xi) = 1, \omega = 2, b = 0$).

но: чем больше коэффициент и период $g(\xi)$, тем больше будут амплитуда и период солитона. Кроме того, амплитуда солитона возрастает по мере его распространения, что может найти применение в солитонных линиях связи, где поглощение волокна периодически компенсируется

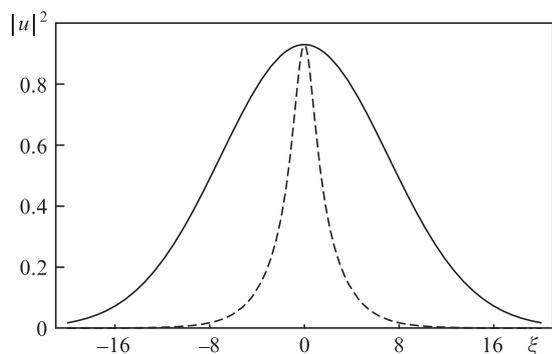
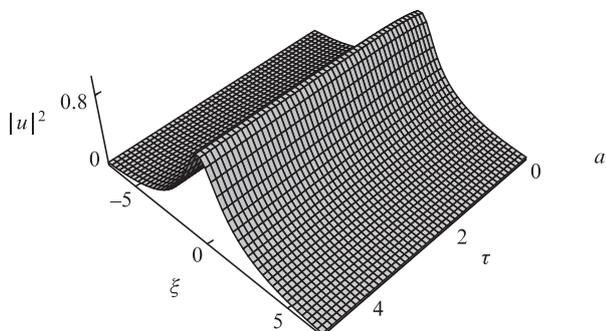


Рис.3. Стабильное распространение светлого солитона в нелинейных световодах с $\mu = 1, \delta = 4, \beta(\xi) = 1, \omega = 2, b = 0$ и $g(\xi) = -0.5 \tanh(\xi)$ (a) и сравнение профилей интенсивности солитонов при $g(\xi) = -0.01\xi$ (сплошная кривая) и $-0.5 \tanh(\xi)$ (пунктирная кривая) (б).

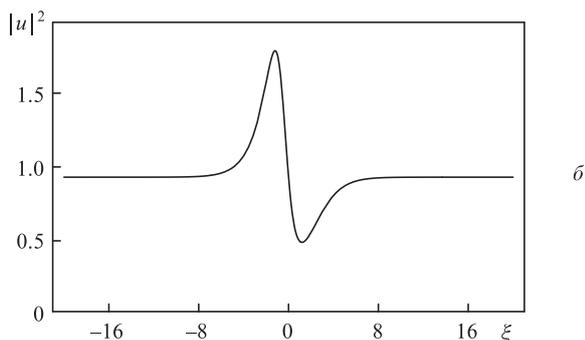
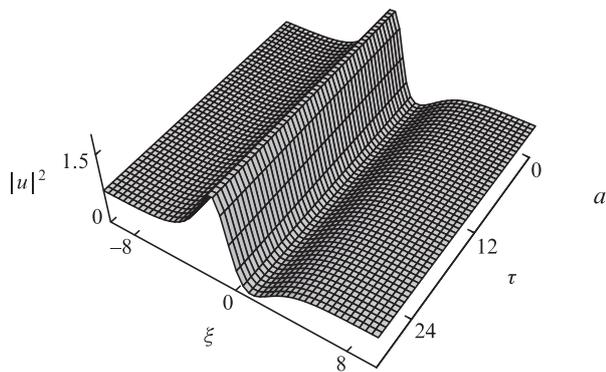


Рис.4. Комбинированный солитон с параметрами, указанными на рис.3, но с $g(\xi) = -\text{sech}(\xi)$ (a) и его поперечное сечение (б).

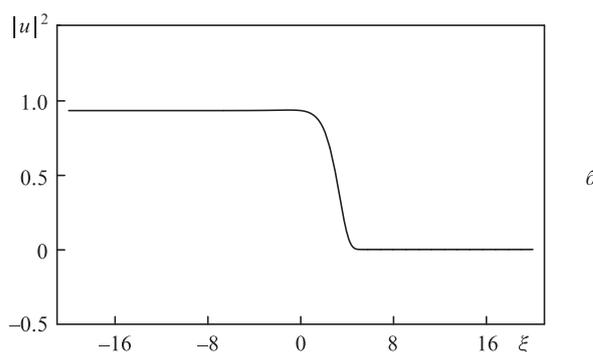
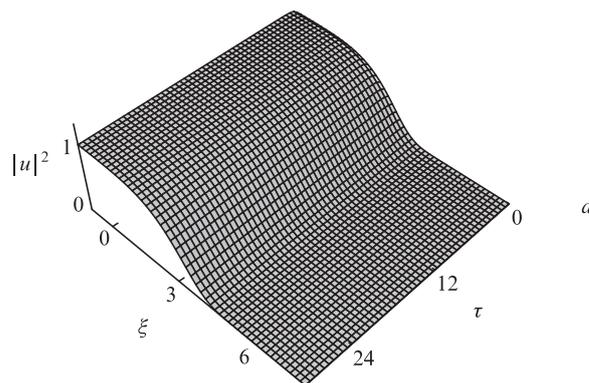


Рис.5. Профиль интенсивности кинк-солитона с параметрами $\mu = 1, \delta = 4, \beta(\xi) = 1, \omega = 2, g(\xi) = -0.01\xi, b = 0$ (a) и его поперечное сечение (б).

усилителями. Фактически, форму $g(\xi)$ можно использовать, чтобы получать другие типы солитонов (рис.3–5).

На рис.3 приведен профиль интенсивности светлого солитона в условиях нормальной ДГС. Как можно заметить, в этом режиме генерируется чистый солитон в форме sech -функции. Два солитона (рис.1,б и 3,а) имеют практически одинаковую мощность, но различную длительность по уровню половины максимума. Следует отметить, что условием получения абсолютно гладкого солитона с профилем в форме sech -функции является $b = 0$. Если же $b \neq 0$, то на огибающей солитона появятся флуктуации. Это свойство можно использовать для сжатия солитонов, а также для очистки импульсов.

Если $g(\xi) = -\text{sech}(\xi)$, то поглощение оказывает серьезное влияние на свойства солитона. Пример профиля интенсивности комбинированного солитона приведен на рис.4. Видно, что такой солитон можно рассматривать как комбинацию светлого и темного солитонов, амплитудой которых можно управлять, изменяя параметры $g(\xi)$. Интересно, что комбинированный солитон может перемещаться на неограниченные расстояния без каких бы то ни было искажений. Это свойство открывает перспективы для систем оптической связи, в которых генерируются светлые и темные солитоны одновременно. Если же $g(\xi) = -0.01 \exp(\xi)$, комбинированный солитон (рис.4) преобразуется в ступенчатую функцию или в кинк-солитон (рис.5,а). Насколько известно авторам, ранее не было публикаций, посвященных кинк-солитонам в рамках уравнения (1).

На рис.6 показан процесс изменения фундаментального темного солитона в оптическом волокне с зависимой от ξ ДГС для особого случая $b(\xi) = 0.1\xi$, но с $g(\xi) = 0$. Рисунок отражает параболическое развитие солитона и его особенности как стоячей волны с переменными скоро-

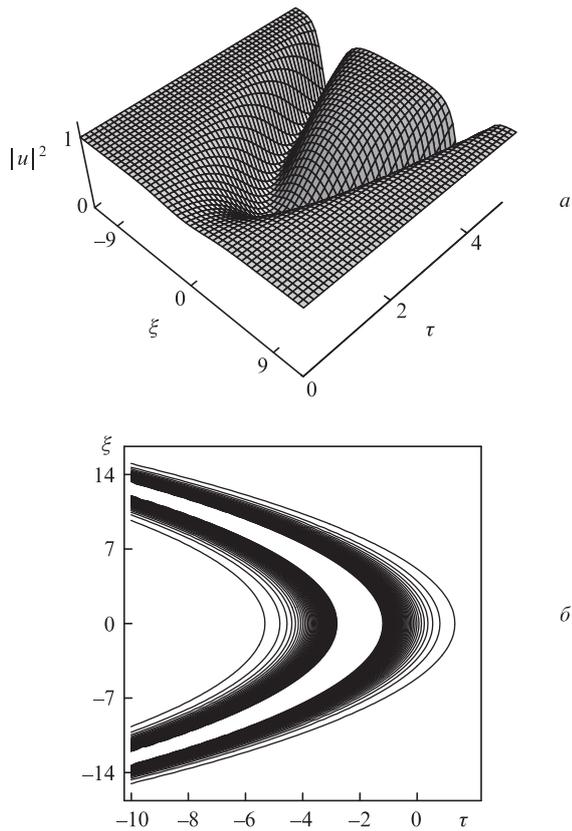


Рис.6. Нелинейное поведение темного солитона, полученного из уравнения (1) при $\beta(\xi) = 0.1\xi$, с параметрами $\mu = 1$, $\delta = 4$, $g(\xi) = 1$, $\omega = 2$ и $b = 0.5$ (а) и его контурный график (б).

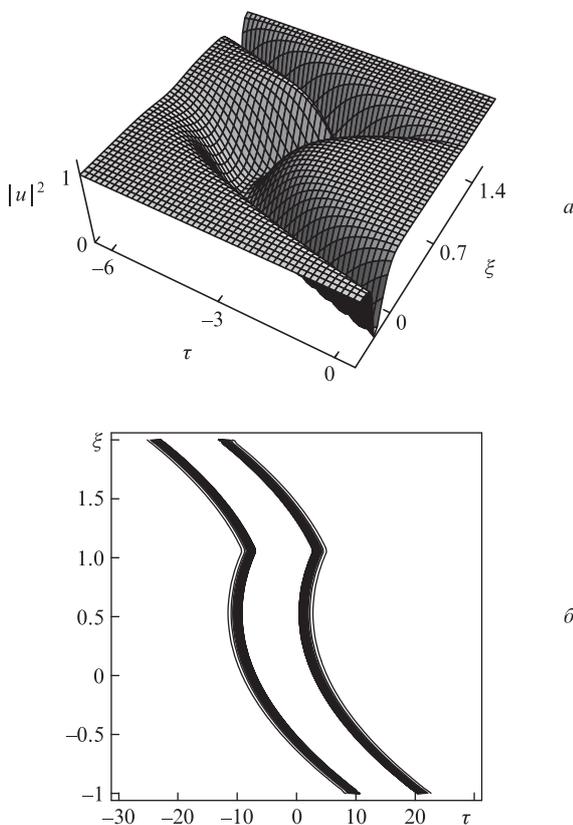


Рис.7. Нелинейное изменение поведения темного солитона с параметрами, приведенными на рис.6, но с $\beta(\xi) = |18 + 18(18^{-1} - 1)\xi|$ (а) и его контурный график (б).

стями распространения. Авторы надеются, что это явление можно будет наблюдать в будущем в нелинейных оптических экспериментах.

На рис.7 отражена другая ситуация распространения солитона в неоднородном оптическом волокне, когда профиль ДГС является линейным ($\beta(\xi) = |18 + 18(18^{-1} - 1)\xi|$) и солитон испытывает существенное изменение скорости. В этом случае при изменении $\beta(\xi)$ одновременно изменяется скорость солитона. Это явление может оказаться важным для управления формированием и распространением солитона в реальных оптических системах связи.

Если $\beta(\xi)$ является периодической функцией, например $\beta = |\cos[\cos^{-1}(18^{-1})\xi]|$, т.е. профиль дисперсии неоднородного оптического волокна определяется косинусом, форма темного солитона становится тоже периодической. Показанный на рис.8 солитон – это пример солитона с периодически осциллирующей структурой; скорость его во время распространения меняется из-за изменения профиля дисперсии неоднородного волокна. Используя такой тип световода, можно генерировать периодические солитоны.

Если профиль дисперсии оптического волокна имеет гауссову форму $\beta(\xi) = |-18 \exp[-\log(18)\xi^2]|$, то образуется S-образный солитон с неравномерно замедленной структурой (рис.9,а). Структура же ускоренного солитона (рис.10,а) получается, когда $\beta(\xi) = \exp \xi + \exp(-\xi)$. Приведенные примеры показывают, что существует возможность управления скоростью солитона при использовании оптических волокон с различными профилями дисперсии.

На рис.11 показано изменение устойчивого темного солитона с ускоренной структурой в случае экспоненциального профиля дисперсии оптического волокна. Положение фундаментального солитона изменяется из-за воздействия

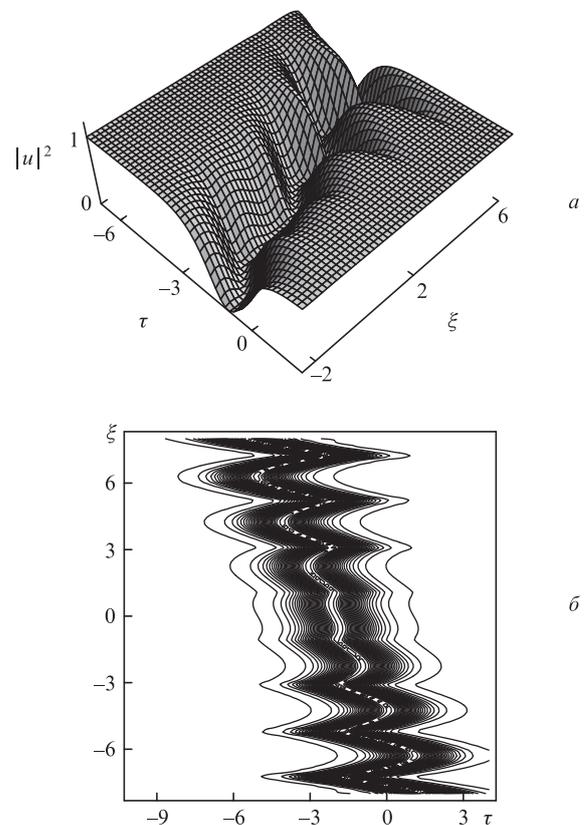
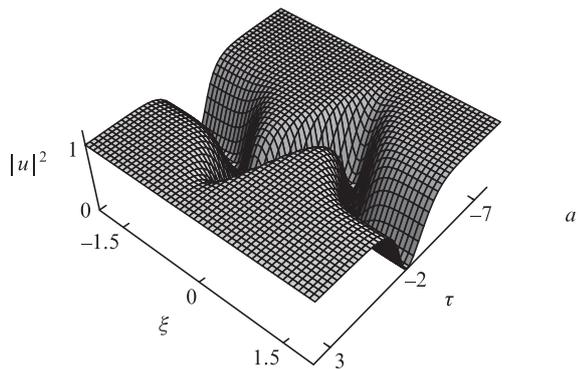
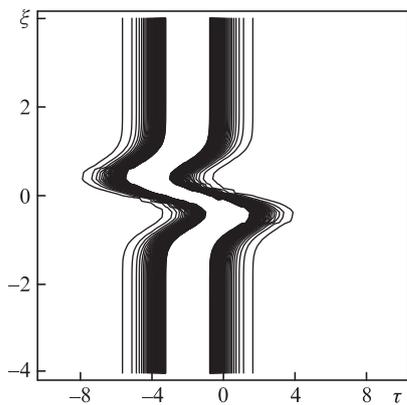


Рис.8. Нелинейное развитие темного солитона с параметрами рис.6 и с $\beta = |\cos[\cos^{-1}(18^{-1})\xi]|$ (а) и его контурный график (б).

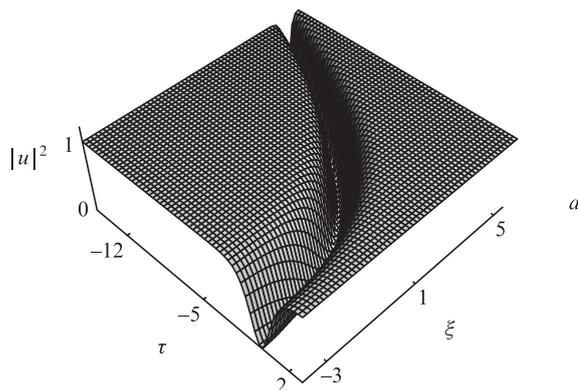


a

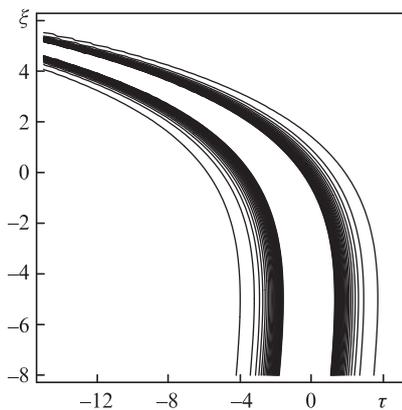


б

Рис.9. Нелинейное изменение темного солитона с параметрами рис.6 и с $\beta(\xi) = |-18 \exp[-\log(18)\xi^2]|$ (a) и его контурный график (б).

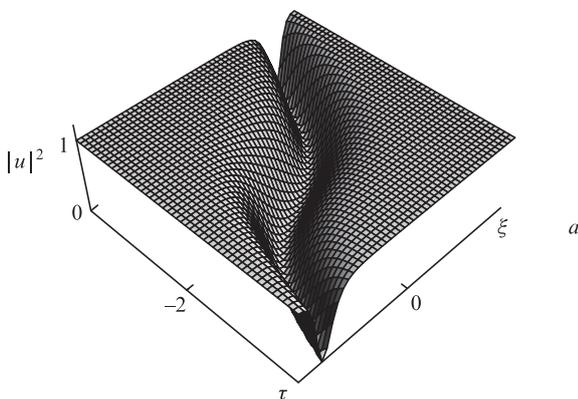


a

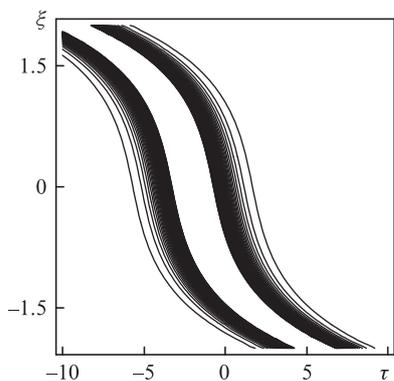


б

Рис.11. Нелинейное поведение темного солитона с параметрами рис.6 и с $\beta(\xi) = \exp(0.2\xi)$ (a) и его контурный график (б).



a



б

Рис.10. Нелинейное изменение темного солитона с параметрами рис.6 и с $\beta(\xi) = \exp \xi + \exp(-\xi)$ (a) и его контурный график (б).

на него переменной ДГС. Скоростной и временной сдвиги солитона также изменяются вместе с ДГС, однако ширина солитона уменьшается и темный солитон сохраняет свою форму. Заслуживает внимания тот факт, что траектория центра импульса не является прямолинейной, как в случае рис.1,а. Это можно объяснить, если обратиться к выражению $u(\xi, \tau) = \tanh[\int \beta(\xi) d\xi + \tau + 2]$. Описанное свойство подразумевает, что можно управлять солитоном, контролируя ДГС.

4. Выводы

В настоящей работе с целью моделирования распространения сверхкоротких оптических импульсов в условиях нормальной дисперсии неоднородного оптического волокна было исследовано уравнение (1) с переменными дисперсией, нелинейностью и усилением (или поглощением). Аналитическое исследование уравнения проведено методами символьных вычислений. Путем непосредственного применения модифицированного метода Хирота получена билинейная форма уравнения (1), для которой найдено аналитическое решение для солитона. Детально проанализированы физические и оптические свойства солитона, и их зависимости от различных параметров представлены графически. В режиме нормальной дисперсии групповой скорости наблюдался не только темный, но и светлый солитон. По сведениям авторов информация о светлом солитоне, являющемся решением уравнения (1) в режиме нормальной ДГС, публикуется впервые.

Показано также, что быстро распространяющиеся солитоны порождают множественные осцилляции интенсив-

ности, которые проявляются сильнее с увеличением параметра $g(\xi)$. Это может найти применение в управляемых солитонных линиях связи, где потери волокна на поглощение периодически компенсируются усилителями. Более того, при $b = 0$ для такой системы был получен сжатый солитон без каких бы то ни было возмущений. Это свойство может оказаться полезным для сжатия солитонов, а также для очистки импульсов. Путем изменения $g(\xi)$ удалось наблюдать и комбинированный, и кинк-солитоны. Наконец, при выборе различного коэффициента ДГС $\beta(\xi)$, который описывает профили компенсированной дисперсии, обнаружено, что эти профили способны влиять на скорость солитона. Полученные результаты можно использовать для одновременной генерации светлых и темных солитонов. Кроме того, результаты данной работы могут иметь большое значение для управления формированием и распространением солитонов в реальных оптических системах связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Китайского национального фонда естественных наук (грант №60772023), Открытого фонда государственной ведущей лаборатории развития программного обеспечения (грант №BUAA-SKLSDE-09KF-04), Пекинского университета авионавтики и астронавтики, Национальной программы основополагающих исследований Китая (программа 973, грант №2005CB321901) и Центра специализированных исследований для докторских программ высшего образования (№20060006024 и 200800130006), Китайского министерства образования.

- Hasegawa A., Tappert F. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 142 (1973); **23**, 171 (1973).
- Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1095 (1980); Emplit P., Hamaide J.P., Reynaud F., Froehly C., Barthelemy A. *Opt. Commun.*, **62**, 374 (1987).
- Kivshar Y.S., Luther-Davies B. *Phys. Rep.*, **298**, 81 (1998); Mollenauer L.F. *Science*, **302**, 996 (2003).
- Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (California: Academic, 2002).
- Tian B., Gao Y.T., Zhu H.W. *Phys. Lett. A*, **366**, 223 (2007).
- Barnett M.P., Capitani J.F., Von Zur Gathen J., Gerhard J. *Int. J. Quantum Chem.*, **100**, 80 (2004); Tian B., Gao Y.T. *Phys. Lett. A*, **342**, 228 (2005); **359**, 241 (2006); Tian B., Shan W.R., Zhang C.Y., Wei G.M., Gao Y.T. *Eur. Phys. J. B (Rapid Not.)*, **47**, 329 (2005).
- Kivshar Y.S., Agrawal G.P. *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (San Diego: Academic, 2003).
- Vijayajayanthi M., Kanna T., Lakshmanan M. *Phys. Rev. A*, **77**, 013820 (2008).
- Doran N.J. *Opt. Fiber Commun. Conf. (OFC)* (Washington, DC: OSA, 1998, paper 265).
- Suzuki K., Kubota H., Komukai T., Yamada E., Imai T., Tamura K., Sahara A., Nakazawa M. *Electron. Lett.*, **34**, 2143 (1998).
- Kubota H., Nakazawa M. *Opt. Commun.*, **87**, 15 (1992); Smith N.J., Knox F.M., Doran N.J., Blow K.J., Bennion I. *Electron. Lett.*, **32**, 54 (1996); Suzuki M., Morita I., Edagawa N., Yamamoto S., Taga H., Akiba S. *Electron. Lett.*, **31**, 2027 (1995); Carter G.M., Jacob J.M., Menyuk C.R., Golovchenko E.A., Pilipetskii A.N. *Opt. Lett.*, **22**, 513 (1997).
- Gordon J.P., Haus H.A. *Opt. Lett.*, **11**, 665 (1986).
- Zitelli M., Matera F., Settembre M. *J. Lightwave Technol.*, **17**, 2498 (1999).
- Matsumoto M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **14**, 319 (2002).
- Nakazawa M., Suzuki K., Yamada E., Kubota H., Kimura Y., Takaya M. *IEEE Conf. Opt. Fiber Commun. / Int. Conf. Integ. Opt. & Opt. Fiber Commun. (OFC/IOOC)* (Washington, DC: OSA, 1993, paper PD-7).
- Bigo S., Audouin O., Desurvire E. *Opt. Fiber Commun. Conf. (OFC)* (Washington, DC: OSA, 1996, paper 235).
- Nakazawa M., Yamada E., Kubota H., Suzuki E. *Electron. Lett.*, **27**, 1270 (1991).
- Widdowson T., Malyon D.J., Ellis A.D., Smith K., Blow K.J. *Electron. Lett.*, **30**, 990 (1994).
- King J.P., Hardcastle I., Harvey H.J., Greene P.D., Shaw B.J., Jones M.G., Forbes D.J., Wright M.C. *Electron. Lett.*, **31**, 1090 (1995).
- Suzuki K., Kubota H., Sahara A., Nakazawa M. *Electron. Lett.*, **34**, 98 (1998).
- Dany B., Brindel P., Leclerc O., Desurvire E. *Electron. Lett.*, **35**, 418 (1999).
- Nakazawa M., Yamada E., Kubota H., Suzuki K. *Electron. Lett.*, **32**, 1686 (1996).
- Sahara A., Inui T., Komukai T., Kubota H., Nakazawa M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 720 (2000).
- Kumasaka J., Matsumoto M., Waiyapote S. *J. Lightwave Technol.*, **18**, 1064 (2000).
- Harboe P.B., Souza J.R. *Proc. Int. Microwave & Optoelectron. Conf. (IMOC)*, **1**, 503 (2001).
- Fratolocchi A., Assanto G. *Opt. Lett.*, **31**, 1489 (2006).
- Kartashov Y.V., Vysloukh V.A., Torner L. *Opt. Lett.*, **31**, 2181 (2006).
- Tonello A., Szpula M., Olszewski J., Wabnitz S., Aceves A.B., Urbanczyk W. *Opt. Lett.*, **34**, 920 (2009).
- Mahalingam A., Porsezian K. *Phys. Rev. E*, **64**, 046608 (2001).
- Nakkeeran K., *Phys. Rev. E*, **64**, 046611 (2001).
- Hamaide J.P., Emplit Ph., Haelterman M. *Opt. Lett.*, **16**, 1578 (1991); Kivshar Yu.S., Haelterman M., Emplit Ph., Hamaide J.P., *Opt. Lett.*, **19**, 19 (1994).
- Ciattoni A., Crosignani B., Mookherjee S., Yariv A. *Opt. Lett.*, **30**, 516 (2005); Lin G.R., Pan C.L., Chiu I.H. *Opt. Lett.*, **31**, 835 (2006); Ngo N.Q. *Opt. Lett.*, **32**, 3402 (2007); Dreischuh A., Neshev D.N., Petersen D.E., Bang O., Krolukowski W. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 043901 (2006); Kamchatnov A.M., Pitaevskii L.P. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 160402 (2008); Yang W.X., Hou J.M., Lee R.K. *Phys. Rev. A*, **77**, 033838 (2008); Zhang X.F., Yang Q., Zhang J.F., Chen X.Z., Liu W.M., *Phys. Rev. A*, **77**, 023613 (2008).
- Yang R.C., Hao R.Y., Li L., Li Z.H., Zhou G.S. *Opt. Commun.*, **242**, 285 (2004).
- Peschel U., Lederer F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 544 (2002); Malomed B.A., Parker D.F., Smyth N.F. *Phys. Rev. E*, **48**, 1418 (1993); Abdullaev F.K., Tsou E.N., Malomed B.A., Kraenke R.A. *Phys. Rev. A*, **68**, 053606 (2003); Eisenberg H.S., Silberberg Y., Morandotti R., Aitchison J.S. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1863 (2000); Cuevas J., Malomed B.A., Kevrekidis P.G. *Phys. Rev. E*, **71**, 66614 (2005); Ablowitz M.J., Musslimani Z.H. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 254102 (2001).
- Burtsev S., Kaup D.J., Malomed B.A. *Phys. Rev. E*, **52**, 4474 (1995); Kivshar Y.S., Kosevich A.M., Chubykalo O.A. *Phys. Lett. A*, **125**, 35 (1987); Konotop V.V., Cai D., Salerno M., Bishop A.R., Grønbech-Jensen N. *Phys. Rev. E*, **53**, 6476 (1996); Trombettoni A., Smerzi A., Bishop A.R. *Phys. Rev. E*, **67**, 016607 (2003); Bena I., Saxena A., Sancho J.M. *Phys. Rev. E*, **66**, 036617 (2002); Pushkarov D.I., Atanasov R.D., *Phys. Lett. A*, **149**, 287 (1990).
- Ponomarenko S.A., Agrawal G.P. *Opt. Express*, **15**, 2963 (2007).
- Kruglov V.I., Peacock A.C., Harvey J.D. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 113902 (2003); Hao R.Y., Li L., Li Z.H., Xue W.R., Zhou G.S., *Opt. Commun.*, **236**, 79 (2004).
- Liu W.J., Tian B., Zhang H.Q. *Phys. Rev. E*, **78**, 066613 (2008).
- Hong W.P. *Phys. Lett. A*, **361**, 520 (2007); Tian B., Gao Y.T. *Eur. Phys. J. D*, **33**, 59 (2005); *Phys. Plasmas*, **12**, 054701 (2005); **12**, 070703 (2005); *Phys. Lett. A*, **340**, 243 (2005); **340**, 449 (2005); **362**, 283 (2007).
- Das G., Sarma J. *Phys. Plasmas*, **6**, 4394 (1999); Gao Y.T., Tian B. *Phys. Plasmas*, **13**, 112901 (2006); *Phys. Plasmas (Lett.)*, **13**, 120703 (2006); *Phys. Lett. A*, **349**, 314 (2006); **361**, 523 (2007); *Europhys. Lett.*, **77**, 15001 (2007).
- Hirota R. *J. Math. Phys.*, **14**, 805 (1973).
- Hirota R. *Phys. Rev. Lett.*, **27**, 1192 (1971); Nimmo J.J., Freeman N.C. *J. Phys. A*, **17**, 1415 (1984).