

УДК 535.2: 621.391

МОДИФИКАЦИЯ ДИСКРЕТНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ВОЛОКНАХ С ПЕРЕМЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

К. С. Гочелашвили¹, А. А. Сысолятин¹, А. И. Конюхов^{1,2},
Л. А. Мельников^{1,3}, П. А. Маврин², М. Ю. Салганский⁴

Спектральные параметры солитонов являются результатом нелинейного преобразования Фурье для импульса, распространяющегося в волокне. В работе предложен новый подход для управления дискретной составляющей спектральных параметров. При наличии резонанса между осцилляциями поля и дисперсией волокна происходит изменение действительной части спектральных параметров, что приводит к разделению многосолитонного импульса на фундаментальные солитоны. Предложено использовать данный эффект для декодирования сигнала в линиях связи, работающих на основе нелинейного преобразования Фурье.

Ключевые слова: оптический солитон, нелинейное преобразование Фурье, обратная задача рассеяния.

Введение. Солитоны нелинейного уравнения Шредингера [1] характеризуются дискретными спектральными параметрами λ_j обратной задачи рассеяния. Параметры λ_j рассчитываются при помощи нелинейного преобразования Фурье [2, 3]. Кодирование сигналов на основе нелинейного преобразования Фурье стало возможным с развитием методов когерентного детектирования [4]. В настоящее время синтез и детектирование солитонов с заданными параметрами осуществляется методами цифровой обработки сигналов, что накладывает ограничения на скорость передачи. Для перехода к терабитовым скоростям требуется использование оптических методов обработки сигнала.

¹ ИОФРАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kai@optics.sgu.ru.

² Саратовский государственный университет, 410012 Россия, Саратов, ул. Астраханская, 83.

³ Саратовский государственный технический университет, 410054 Россия, Саратов, ул. Политехническая, 77.

⁴ Институт химии высокочистых веществ РАН, 603950 Россия, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 49.

Оптические солитоны, подчиняющиеся нелинейному уравнению Шредингера, взаимодействуют упруго, то есть при взаимодействии сохраняют свою групповую скорость и амплитуду. Эти особенности делают солитоны привлекательными для использования в высокоскоростных линиях связи, но в то же время затрудняют управление их параметрами. Под управлением мы подразумеваем возможность изменения числа солитонов, их скоростей, длительности и амплитуды. Отступление от классического уравнения Шредингера делает взаимодействие солитонов неупругим. Параметры солитонов могут изменяться при столкновениях, при взаимодействии с дисперсионными волнами. Достаточно обширный материал по управлению солитонами представлен в [5–7]. Для изменения солитонных состояний было предложено использовать нелинейность пятого порядка, нелинейность с насыщением, специального вида дисперсию, двухмодовые волокна. Солитоны могут образовывать структуры и взаимодействовать в лазерах, описываемых в рамках модели комплексного уравнения Гинзбурга–Ландау [8, 9]. Столкновение солитона с дисперсионной волной может приводить к его ускорению/замедлению, сдвигу его несущей частоты [10].

Использование специального типа нелинейности или дисперсии для управления параметрами солитонов трудно реализуемо на практике. Мы предлагаем способ, который может быть осуществлен при помощи одномодового оптического волокна. Модуляция диаметра волокна приводит к изменению дисперсии. В экспериментах [11, 12] было показано, что при совпадении периода осцилляций дисперсии и периода осцилляций двухсолитонного импульса, импульс разделяется на два фундаментальных солитона. Распространение солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии сопровождается изменением дискретных спектральных параметров λ_j солитонов [13, 14]. Данная особенность может быть использована для кодирования/декодирования сигнала в системах связи на основе нелинейного преобразования Фурье.

Дискретный солитонный спектр. Распространение солитона в оптоволокне подчиняется нелинейному уравнению Шредингера (НУШ) [1].

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

где $A(z, \tau)$ – нормированная комплексная огибающая амплитуды электрического поля, z – дистанция распространения, τ – время в бегущей системе координат ($z, t - z/u$), u – групповая скорость импульса, i – мнимая единица, β_2 – коэффициент дисперсии второго порядка, γ – коэффициент керровской нелинейности.

Для нахождения солитонных решений необходимо воспользоваться методом обратной задачи рассеяния солитона, т.е. перехода части его энергии в другие спектральные компоненты [1–3]. Для сигнала $q(\tau) = A(z, \tau)$, который определен на интервале $T_1 \leq \tau \leq T_2$ при фиксированном значении z , решается система двух дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = \begin{pmatrix} -i\lambda & q(\tau) \\ -q^*(\tau) & i\lambda \end{pmatrix} v(\tau, \lambda), \quad (2)$$

где λ – солитонный параметр, * обозначает комплексное сопряжение. Начальное значение для системы (2) $v(T_1, \lambda) = (e^{-i\lambda T_1}, 0)^T$. Два элемента матрицы рассеяния $a(\lambda)$ и $b(\lambda)$ определяются из решения (2) $v(T_2, \lambda) = (v_1, v_2)^T$ как $a(\lambda) = v_1 \exp(i\lambda T_2)$ и $b(\lambda) = v_2 \exp(-i\lambda T_2)$. Солитонам соответствуют решения уравнения $a(\lambda) = 0$. Дискретные значения λ_j являются комплексными. Действительная часть $\text{Re}(\lambda_j)$ определяет групповую скорость солитона, мнимая часть $\text{Im}(\lambda_j)$ – его амплитуду (см. главу 5 в [1]). Решение уравнения (1) находилось численно [15]. Для расчета матрицы (2) использовался “layer-peeling” метод [3]. Для нахождения комплексных корней уравнения $a(\lambda) = 0$ использовался метод Ньютона.

Разделение многосолитонного бризера. Рассмотрим распространение многосолитонного импульса в волокне с переменной дисперсией [11, 12]. В этом случае НУШ (1) имеет переменные коэффициенты

$$\beta_2(z) = \langle \beta_2 \rangle (1 + 0.2 \sin(2\pi z/z_m + \varphi_m)), \quad (3)$$

$$\gamma(z) = \langle \gamma \rangle (1 - 0.028 \sin(2\pi z/z_m + \varphi_m)), \quad (4)$$

$\langle \beta_2 \rangle$ – среднее значение коэффициента дисперсии второго порядка, $\langle \gamma \rangle$ – среднее значение коэффициента нелинейности, z_m – период модуляции, φ_m – фаза модуляции. Выберем параметры волокна, соответствующие эксперименту [12] $\langle \beta_2 \rangle = -12.76 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\langle \gamma \rangle = 8.2 \text{ Вт} \cdot \text{км}^{-1}$.

Рассмотрим разделение многосолитонного импульса, заданного в виде сигнала

$$A(0, \tau) = \frac{S}{\tau_0} \sqrt{\frac{|\langle \beta_2 \rangle|}{\langle \gamma \rangle}} \text{sech} \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right), \quad (5)$$

где $A(0, \tau)$ – амплитуда сигнала при $z = 0$, τ_0 – начальная длительность импульса. Для целого значения S импульс (5) имеет дискретные солитонные параметры $\lambda_j = i(j-1/2)$, где $j = 1, 2, 3, \dots, j \leq S$. Поскольку данный набор представлен чисто мнимыми числами, то все солитоны распространяются с одинаковыми групповыми скоростями и образуют бризер. При изменении действительной части λ_j несущая частота изменяется и за

счет дисперсии изменяется групповая скорость солитона. Такой солитон отделяется от основного пакета. Импульс (5) при распространении в волноводе с постоянной дисперсией $\beta_2(z) = \text{const}$ и нелинейностью $\gamma(z) = \text{const}$ имеет периодичность по z , связанную с нелинейной интерференцией составляющих его солитонов. Период изменения формы импульса равен $z_0 = \pi\tau_0^2|2\beta_2|^{-1}$. Для импульса с длительностью $\tau_0 = 1.13$ пс величина $z_0 = 0.158$ км.

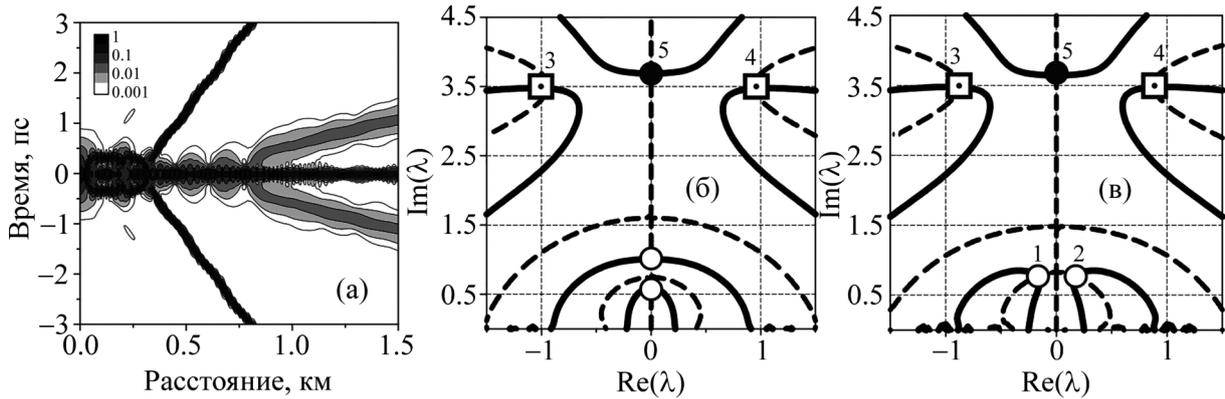


Рис. 1: Разделение пятисолитонного импульса, $S = 5$. (а) интенсивность $I(z, \tau) = |A(z, \tau)|^2$; (б) линии уровня $\text{Re}(a(\lambda)) = 0$ – сплошная линия, $\text{Im}(a(\lambda)) = 0$ – пунктир, $z = 0.32$ км; (в) то же что и на рис. (б) при $z = 1.58$ км. Цифрами $j = 1, 2, 3, 4, 5$ отмечены значения λ_j при $z = 0.32$ (б) и $z = 1.58$ (в) км.

На рис. 1 показано разделение пятисолитонного импульса $S = 5$ при $z_m = 0.16$ км, $\varphi_m = 0$. Дистанция распространения равна $10z_0$. Период модуляции дисперсии близок к периоду солитона z_0 . Поэтому разделение импульса происходит на короткой дистанции распространения, после трех периодов осцилляции дисперсии (рис. 1(а)). Нули $a(\lambda_j)$ можно найти на пересечении линий $\text{Re}(a(\lambda)) = 0$ и $\text{Im}(a(\lambda)) = 0$. По характеру изменения этих линий можно отследить движение солитонных параметров λ_j в комплексной плоскости $\text{Re}(\lambda)$, $\text{Im}(\lambda)$. Начальный импульс (5) при $S = 5$ имеет пять величин, находящихся на линии $\text{Re}(\lambda) = 0$: $\lambda_j = i(j - 0.5)$, $j = 1, 2, 3, 4, 5$. При моделировании было обнаружено, что разделение многосолитонного импульса происходит через изменение действительной части пары “соседних” параметров. При $z = 0.32$ км появляется действительная часть λ_3 и λ_4 (рис. 1(б)), начальные значения которых $\lambda_3 = i2.5$, $\lambda_4 = i3.5$. Разделение солитонов происходит симметрично $\text{Re}(\lambda_3) = -\text{Re}(\lambda_4)$, что диктуется законом сохранения импульса [1, 5]. Величина $\lambda_5 = i4.5$ уменьшается до $\lambda_5 = i3.66$ (рис. 1(б)), что связано с излучением дисперсионной волны. Изменение пары других

параметров λ_1 и λ_2 происходит при $z > 0.79$ км по аналогичному сценарию (рис. 1(в)). После прохождения отрезка волокна длиной 1.5 км пятисолитонный импульс распадается на пять фундаментальных солитонов с различными групповыми скоростями, определяемыми $\text{Re}(\lambda_j)$. Мы предполагаем, что по соотношению пиковых интенсивностей выходных импульсов и по временному интервалу между ними можно будет детектировать порядок исходного солитона.

Влияние вынужденного комбинационного рассеяния. В экспериментах [11, 12] было показано, что вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) приводит к асимметричному разделению двухсолитонного импульса. Пиковые значения выходных импульсов при наличии ВКР становятся отличными друг от друга, нарушается закон сохранения импульса. При наличии дисперсии третьего порядка и вынужденного комбинационного рассеяния динамика импульса подчиняется уравнению

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3(z)}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} = i\gamma(z)|A|^2 A + i\gamma_R(z)QA(z, \tau), \quad (6)$$

где $\beta_3(z) = \langle \beta_3 \rangle (1 + 0.01 \sin(2\pi z/z_m + \varphi_m))$, $\langle \beta_3 \rangle = 0.076 \text{ пс}^3 \text{ км}^{-1}$, $\gamma_R(z) = \langle \gamma_R \rangle (1 - 0.028 \sin(2\pi z/z_m + \varphi_m))$, $\langle \gamma_R \rangle = 1.8 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Нелинейный отклик вынужденного комбинационного рассеяния определен через затухающие осцилляции [16] $(\partial^2 Q / \partial \tau^2) + 2T_2^{-1} (\partial Q / \partial \tau) + \Omega^2 Q(z, t) = \Omega^2 |A(z, \tau)|^2$, $T_2 = 32 \text{ фс}$, $\Omega(2\pi)^{-1} = 13.1 \text{ ТГц}$.

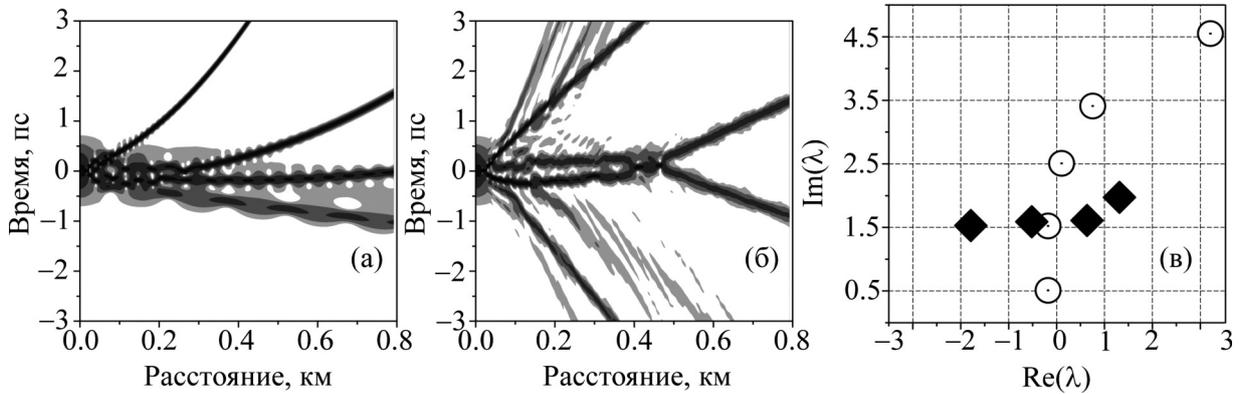


Рис. 2: Разделение пятисолитонного импульса при наличии ВКР. (а) динамика солитона при отсутствии модуляции дисперсии $z_m = \infty$; (б) динамика солитона при наличии модуляции дисперсии $z_m = 0.016$ км, $\varphi_m = \pi$; (в) дискретный солитонный спектр при $z_m = \infty$ (окружности) $z_m = 0.016$ км (ромбы) после прохождения волокна длиной $z = 0.79$ км.

Известно, что ВКР приводит к разделению многосолитонного импульса [6]. На рис. 2(а) показано распространение пятисолитонного импульса $S = 5$ при постоянной дисперсии и нелинейности ($z_m = \infty$). Солитоны разделяются по групповым скоростям. Для интенсивных импульсов ВКР оказывает сильное влияние на достаточно коротких дистанциях распространения импульса. Поэтому для эффективного воздействия модуляции дисперсии на динамику солитонов следует использовать малый период модуляции. Динамика солитонов при $z_m = z_0/10 = 0.016$ км показана на рис. 2(б). Начальные значения $z = 0$ солитонных параметров находятся на оси $\text{Re}(\lambda) = 0$: $\lambda_1 = i0.5$, $\lambda_2 = i1.5$, $\lambda_3 = i2.5$, $\lambda_4 = i3.5$, $\lambda_5 = i4.5$. Параметры солитонов λ_j после прохождения волокна с постоянным диаметром (положение λ_j обозначено окружностями) и волокна с периодическим изменением дисперсии (положение λ_j обозначено ромбом) показаны на рис. 2(в).

При постоянной дисперсии распад многосолитонного импульса происходит через изменение групповой скорости ($\text{Re}(\lambda_j)$) в зависимости от амплитуды солитона, определяемой $\text{Im}(\lambda_j)$. В волокне с периодическим изменением дисперсии моделирование показывает возможность выравнивания амплитуд солитонов (рис. 2(в)). Один из солитонов исчезает за счет излучения дисперсионной волны.

Заключение. В данной работе мы рассмотрели возможность управления параметрами солитонов в рамках модели классического нелинейного уравнения Шредингера с переменными коэффициентами. Показано, что многосолитонный импульс можно разделить на отдельные составляющие, определяемые фундаментальными солитонами. Такое разделение может использоваться для детектирования солитонных состояний в линиях связи, использующих нелинейное преобразование Фурье для кодирования сигнала. После прохождения волокна с периодическим изменением дисперсии многосолитонный импульс, несущий полезный сигнал, даёт индивидуальный набор импульсов, используя который можно детектировать состояние исходного многосолитонного сигнала. Важным преимуществом предложенного подхода является использование полностью волоконной системы для детектирования солитонных состояний. Помимо практических применений резонансные явления в оптических волокнах с переменной дисперсией предлагают новую платформу для изучения физики солитонных взаимодействий.

Работа поддержана грантом РФФ № 17-12-01564.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988).

- [2] M. I. Yousefi, F. R. Kschischang, IEEE Transactions on Information Theory **60**(7), 4312 (2014).
- [3] M. I. Yousefi, F. R. Kschischang, IEEE Transactions on Information Theory **60**(7), 4329 (2014).
- [4] S. K. Turitsyn, J. E. Prilepsky, S. T. Le, et al., Optica **4**(3), 307 (2017).
- [5] Н. Н. Ахмедиев, А. Анкевич, *Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки* (М., Физматлит, 2003). N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, *Solitons – Nonlinear Pulses and Beams*, 1st edn (Chapman & Hall, London, 1997).
- [6] Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, *Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов* (М., Физматлит, 2005). Yu. S. Kivshar, G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, San. Diego, 2003).
- [7] B. A. Malomed, *Soliton Management in Periodic Systems* (Springer, 2006).
- [8] P. Grelu, N. Akhmediev, Nature Photonics **6**(2), 84 (2012).
- [9] Jose M. Soto-Crespo, N. Devine, and N. Akhmediev, J. Opt. Soc. Am. B **34**(7), 1542 (2017).
- [10] I. Oreshnikov, R. Driben, and A. V. Yulin, Opt. Lett. **40**(23), 5554 (2015).
- [11] A. A. Sysoliatin, E. M. Dianov, A. I. Konyukhov, et al., Laser Physics **17**(11), 1306 (2007).
- [12] A. A. Sysoliatin, A. K. Senatorov, A. I. Konyukhov, et al., Opt. Express **15**(25), 16302 (2007).
- [13] A. A. Sysoliatin, A. I. Konyukhov and L. A. Melnikov, in: *Numerical Simulations of Physical and Engineering Processes*, Ed. by Prof. Jan Awrejcewicz, (InTech, London, 2011), Chap. 13, p. 277.
- [14] A. I. Konyukhov, A. S. Plastun, M. A. Dorokhova, L. A. Melnikov, Laser Phys. Lett. **12**(5), 055103 (2015).
- [15] O. V. Sinkin, R. Holzlohner, J. Zweck, C. R. Menyuk, J. Lightwave Technol. **21**(1), 1 (2003).
- [16] Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, И. П. Прокопович, Письма в ЖЭТФ **55**(4), 223 (1992). E. M. Belenov, A. V. Nazarkin, I. P. Prokopovich, JETP Letters **55**(4), 218 (1992).

Поступила в редакцию 16 октября 2017 г.