Известия НАН Армении, Физика, т.59, №1, с.51–56 (2024) УДК 621.373 DOI:10.54503/0002-3035-2024-59.1-51

ГЕНЕРАЦИЯ НОВОГО ТИПА СИМИЛЯРИТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

А. КУТУЗЯН^{1*}, В. АВЕТИСЯН¹, М. СУКИАСЯН^{1,2}

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения ²Институт синхротронных исследований CANDLE, Ереван, Армения

*e-mail: akutuzyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 13 февраля 2024 г.)

На основе детального численного анализа и сравнения с экспериментальными наблюдениями выявлен нелинейный процесс генерации симиляритона нового типа в оптических волокнах в области отрицательной дисперсии. Симиляритон нового типа имеет игольчатую форму с острой вершиной и широким основанием, формируется в пассивном одномодовом оптическом волокне при слабой нелинейности и сильной дисперсии групповых скоростей. Найдены согласованные граничные условия для параметров входного импульса и характеристики световода, при которых генерируются такие самоподобно распространяющиеся импульсы.

1. Введение

Симиляритоны в оптических волокнах наряду с солитонами являются наиболее известным классом явлений самоподобия в оптике и лазерной физике [1–4]. Оптические симиляритоны впервые обсуждались в 1993 году, а затем впервые были теоретически и экспериментально продемонстрированы в волоконных усилителях в 2000 году [2]. В отличие от солитонов, симиляритоны обладают способностью противостоять сильной нелинейности, не испытывая при этом никаких волновых распадов или искажений. Симиляритоны имеют свойство развиваться самоподобно, то есть сохранять свою форму. Оптические усилители могут поддерживать самоподобные волны, имеющие параболическую форму. Эти параболические симиляритоны асимптотически формируются в волоконных усилителях с постоянным коэффициентом усиления только в области нормальной дисперсии (в случае $\beta_2 > 0$) [1–4]. Они привлекают большое внимание, особенно с точки зрения приложений в сверхбыстрой оптике и нелинейной волоконной оптике, и играют важную роль в лазерах ультракоротких импульсов. Современные волоконные лазеры, поддерживающие эволюцию симиляритона в пассивном или усиливающем сегменте волокна, обеспечивают гораздо более высокие характеристики энергии импульса и пиковой мощности, чем аналогичные лазеры предыдущих поколений. [5–10]. Недавно был обнаружен тип симиляритонов, известный как секанс-симиляритоны. Эти симиляритоны могут образовываться независимо от природы дисперсии волокна, но для их существования требуется изменение коэффициента усиления, или потери по длине волокна, или волокно,

дисперсия которого меняется по его длине [11]. Волокно с переменным коэффициентом усиления или потери по длине волокна может образовывать светлые или темные симиляритоны солитоноподобной формы [12–14].

В стандартном оптическом волокне с фиксированной нормальной дисперсией групповой скорости (ДГС) и без усиления также был продемонстрирован простой пассивный режим генерации подобных импульсов, называемых нелинейно-дисперсионным симиляритоном [15,16]. В дальнейшем, такие симиляритоны были использованы во многих исследованиях в качестве опорных импульсов, поскольку имели хорошо известную фазовую характеристику. В частности, использование этих нелинейно-дисперсионных симиляритонов позволило авторам работы [17] продемонстрировать существенные результаты в получении характеристик фемтосекундных импульсов методом спектральной интерферометрии.

В одной из наших работ было показано, что в области отрицательной дисперсии, при параметре нелинейности R < 1, в стандартном волокне может самоподобно развиваться импульс, профиль которого абсолютно не похож на секансгиперболическую функцию или параболу [18]. А также, при тех же условиях распространения импульса, экспериментально продемонстрирован солитонный эффект спектрального самосжатия [19,20], обеспечивающий спектральное сжатие с очень высоким коэффициентом и наблюдаемый при солитонном значении порядка N близко к 0.624 для исходных гауссовских импульсов и к 0.5 при секансгиперболических импульсах.

В данной работе продемонстрированы особенности формирования симиляритона нового типа при распространении в стандартном волокне в режиме со слабой нелинейностью и постоянной отрицательной дисперсией при $N \le 0.6$ для исходных гауссовских импульсов.

2. Аналитическая дискуссия и исследуемая ситуация

Распространение лазерного импульса в оптическом волокне, описываемое нелинейным уравнением Шрёдингера (НУШ) [1] с учетом нелинейной фазовой самомодуляции и линейной ДГС, записывается как:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi} + i\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + N^2 |u|^2 u = 0.$$
(1)

Здесь используются безразмерные переменные $u = \psi/\sqrt{P_0}$, $\xi = z/L_D$ и $\tau = t/T_0$. Функция $\psi(z, t)$ представляет собой комплексную огибающую электрического поля, z – координата распространения, t – переменная времени, T_0 – ширина импульса при 1/e, P_0 – пиковая мощность начального импульса, $L_D = T_0^2/|\beta_2|$, $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$ и $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ – дисперсионная длина, порядок солитона и нелинейная длина соответственно, γ и β_2 – коэффициенты нелинейности Керра и ДГС волокна. Распространение импульса наблюдается при аномальной дисперсии ($\beta_2 < 0$). Полагая длительность импульса больше субпикосекундной, в расчетах не учитывались дисперсия высшего порядка и нелинейные эффекты. Для упрощения анализа использовалось двумерное пространство (ξ , N), с учетом того, что для пар нормированных параметров в любом случае найдется множество наборов физических параметров для уравнения, решенного с помощью ξ и N.

Исследованы две различные формы начального импульса: гауссовская: $u_0 =$

 $\exp(-\tau^2/2)$ и секанс-гиперболическая: $u_0 = \operatorname{sech}(\tau)$.

Представлены ключевые особенности эволюции импульса в волокне с отрицательной дисперсией, описываемой НУШ, в режиме распространения с сильной ДГС: $N \ll 1$. В этом режиме, при отсутствии усиления и потерь, лазерный импульс в волокне уширяется, приобретает линейный чирп, и профиль импульса асимптотически принимает новую форму, независимую от исходной. При этом скорость формирования сильно зависит не только от длительности и амплитуды, но и от профиля исходного.

Рассматривался случай нормированного волокна с $\xi = 2000$, N = 0.6, но, в отличие от нашей предыдущей работы [18], в которой начальный импульс был секанс-гиперболическим, в настоящей статье расчеты проводились для импульсов с исходным гауссовым профилем. На рис.1 проиллюстрирована новая форма импульса на выходе волокна. Чтобы подчеркнуть форму выходного импульса, последний демонстрируется в сравнении с профилями гауссового и секанс-гиперболического импульсов.

В области отрицательной дисперсии в оптическом волокне эти симиляри-



Рис.1. Профиль (1) нового типа симиляритона после волокна длиной $2000L_D$ в сравнении с (2) секанс-гиперболическим и (3) гауссовым импульсами с одинаковой пиковой мощностью и длительностью при 1/e.

тоны образуются при солитонном порядке N < 0.5. Другими словами, генерация этих импульсов требует слабой нелинейности и сильной дисперсии, для чего необходимо обеспечить согласование параметров импульса и волокна.

При секанс-гиперболических импульсах на входе волокна формирование происходит на расстоянии всего от нескольких десятков до нескольких сотен L_D . В случае гауссовых импульсов формирование происходит на гораздо больших расстояниях. Такой режим преобразования импульсов и генерации симиляритонов для исходных гауссовских импульсов иллюстрируется на рис.2 при N = 0.6.

Для демонстрации самоподобного распространения на рис.3 показано распространение гауссовских импульсов с длинами волокон от $2000L_D$ до $12000L_D$, временные профили интенсивности импульса (рис.3а) и спектр (рис.3b).



Рис.2. Процесс формирования симиляритонов нового типа для гауссовского начального импульса. Динамика временных профилей (а) интенсивности и (b) спектра. Временные интенсивности нормированы на пиковых значениях.



Рис.3. Динамика временной (а) интенсивности и (b) спектра при распространении гауссовского импульса в волокне длиной от $2000L_D$ до $12000L_D$.

Как видно, формы импульса и спектра функционально остаются неизменными, но импульс растягивается, а спектр продолжает сжиматься, что указывает на наличие дисперсии и нелинейного взаимодействия.

Новый самоподобный импульс приобретает линейный чирп (как показано на рис.4), благодаря чему форма спектра походит на профиль самого импульса.

Генерация такого импульса и последующая компенсация фазы может привести к синтезу спектрально-ограниченного импульса, который имеет либо спектр, либо импульс аналогичной формы. В первом случае происходит сжатие импульса при сохранении формы спектра, а во втором – получается более узкий спектр. Для достижения сжатия импульса в первом случае необходимо подавлять спектральный чирп, вызванный линейным дисперсионным взаимодействием, сохранив при этом форму спектра. Во втором случае необходимо подавлять временной чирп, вызванный нелинейным взаимодействием, при сохранении профиля импульса.

Для количественного описания формирования нового типа симиляритонов рассчитывался фактор качества формирования $Q = P_{out}/(P_{in}F)$, где P_{out} и P_{in} – пиковые мощности выходного и входного импульсов, F – коэффициент расширения импульса и определяется как отношение $\Delta \tau_{in}/\Delta \tau_{out}$, где $\Delta \tau_{in}$ и $\Delta \tau_{out}$ – это полная ширина соответствующих импульсов на половине максимума. Таким



образом, идеальный фактор качества Q равен 1. В описанном выше примере Q = 0.8, поскольку часть центральной энергии уходит в пьедестал.

Приведенные результаты хорошо согласуются с экспериментальными результатами работы [21], полученными в том же режиме распространения импульса в волокне. Они демонстрируют 2.4 кратное спектральное сжатие импульсов с энергией в несколько десятков пДж при слабонелинейном распространении в кремниевое фотонно-кристаллическое волокно с аномальной дисперсией и длительностью начальных импульсов 50 фс. Зарегистрированные ими сжатые спектры на выходе волокна и соответствующие восстановленные импульсы полностью повторяют профиль обнаруженного нами симилитона нового типа.

3. Заключение

В результате численных исследований обнаружен новый тип симиляритонов, которые распространяются в стандартных одномодовых оптических волокнах в режиме слабой нелинейности и сильной дисперсии групповых скоростей. Выводы сделаны на основании анализа распространения импульса в оптическом волокне, описываемом НУШ с аномальной дисперсией. Показано, что новый тип импульсов по существу является точным асимптотическим решением НУШ без усиления, и этот режим преобразования импульсов и генерации симиляритонов формируется при значениях порядка солитона $N \le 0.6$ для гауссовых импульсов и $N \le 0.5$ для секанс-гиперболических импульсов. В отсутствие усиления и потерь, в данном режиме наблюдается уширение лазерного импульса в волокне с приобретением последним линейного чирпа. Причем, профиль импульса асимптотически принимает новую форму, независимую от исходной. Было показано, что скорость формирования сильно зависит не только от длительности и амплитуды, но и от профиля исходного импульса. Форма спектра самого симиляритона, благодаря линейности чирпа, в обязательном порядке определяется профилем сформированного импульса.

Полученные результаты находятся в полном согласии с аналогичными экспериментальными результатами других авторов.

Подобные симиляритоны могут найти множество применений в сверхбыстрой оптике и нелинейных волоконно-оптических системах.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. G.P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics. 6th ed., Elsevier, Rochester, USA, 2019.
- 2. M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley, J.D. Harvey. Phys. Rev. Lett., 84, 6010 (2000).
- 3. A. Chong, L.G. Wright, F.W. Wise. Reports on Progress in Physics, 78, 113901 (2015).
- S. Boscolo, S.K. Turitsyn, V.Y. Novokshenov, J.H.B. Nijhof. Theoretical and Mathematical Physics, 133, 1647 (2002).
- 5. N. Antar, İ. Bakırtaş, T.P. Horikis. Optik, 181, 449 (2019).
- 6. W.H. Renninger, A.Chong, F.W. Wise. Phys. Rev. A, 82, 822010 (2010).
- 7. B.G. Bale, S. Wabnitz. Opt. Lett., 35, 2466 (2010).
- 8. B. Oktem, C. Ulgudur, F.O. Ilday. Nature Photonics, 4, 307 (2010).
- 9. C. Aguergaray, D. Mechin, V.I. Kruglov, J.D. Harvey. Opt. Exp., 18, 8680 (2010).
- 10. Ch. Mei, F. Li, J. Yuan, Zh. Kang, X. Zhang, B. Yan, X. Sang, Q. Wu, X. Zhou, K. Zhong, L. Wang, K. Wang, Ch. Yu, P.K.A. Wai. Sci. Rep. 7, 3814 (2017).
- 11. T. Hirooka, M. Nakazawa. Opt. Lett., 29, 498 (2004).
- 12. V.I. Kruglov, J.D. Harvey. JOSA B, 23, 2541 (2006).
- 13. V.I. Kruglov, A.C. Peacock, J.D. Harvey, J.M. Dudley. JOSA B, 19, 461 (2002).
- 14. S.A. Ponomarenko, G.P. Agrawal. Opt. Exp., 15, 2693 (2007).
- A. Zeytunyan, G. Yesayan, L. Mouradian, P. Kockaert, P. Emplit, F. Louradour, A. Barthélémy. European Optical Society: Rapid Publications, 4, 09009 (2009).
- 16. S. Boscolo, C. Finot. Shaping Light in Nonlinear Optical Fibers. John Wiley & Sons Ltd, Chichester, Great Britain, 2017.
- 17. A. Zeytunyan, G. Yesayan, L. Mouradian, A. Kutuzyan. Opt. Comm., 552, 130059 (2024).
- A. Kutuzyan, V. Avetisyan, M. Kalashyan, M. Sukiasyan. Formation of a new type of self-similar pulses in optical fibers with anomalous dispersion. Frontiers in Optics + Laser Science, Technical Digest, JTu4B.32, USA, (2022).
- H. Toneyan, M. Sukiasyan, V. Avetisyan, A. Kutuzyan, A. Yeremyan, L. Mouradian. Solitonic Self-Spectral Compression of Noisy Supercontinuum Radiation. Frontiers in Optics + Laser Science, Technical Digest, JW4A.44, USA, (2016).
- 20. M. Sukiasyan, V. Avetisyan, A. Kutuzyan. Photonics, 10, 1207 (2023).
- 21. D.A. Sidorov-Biryukov, A. Fernandez, L. Zhu, A. Pugžlys, E.E. Serebryannikov, A. Baltuška, A.M. Zheltikov, Opt. Exp., 16, 2502 (2008).

GENERATION OF A NEW TYPE OF SIMILARITONS IN OPTICAL FIBERS

A. KUTUZYAN, V. AVETISYAN, M. SUKIASYAN

Based on a detailed numerical analysis and comparison with experimental observations, a nonlinear process of the generation of a new type of similaritons in fibers is presented in the region of negative dispersion. These similaritons are needle-like in shape with a sharp top and a large base and are formed in passive single-mode optical fibers with weak nonlinearity and strong group velocity dispersion. Consistent boundary conditions are found for the parameters of the input pulse and the characteristics of the optical fiber under which such self-similarly propagating pulses are generated.