06

Трехмерный диссипативный оптический солитон самоиндуцированной прозрачности

© Н.А. Веретенов, А.А. Гладкий, Н.Н. Розанов, С.В. Федоров

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: torrek@gmail.com, andrewglatten@yandex.ru, nnrosanov@mail.ru, sfedorov2006@bk.ru

Поступила в редакцию 11.07.2026 г.
В окончательной редакции 11.07.2026 г.
Принята к публикации 03.08.2026 г.

Численным моделированием найдены и исследованы трехмерные диссипативные оптические солитоны в среде, включающей двухуровневые активные (с лазерным усилением) и пассивные центры и обладающей нерезонансным поглощением. Продемонстрировано установление формы солитона. Выявлена роль дополнительного градиентного волновода в динамике солитона.

Ключевые слова: диссипативные солитоны, самоиндуцированная прозрачность, многомерные солитоны.

DOI: 10.61011/OS.2026.09.63817.10363-26

Введение

Самоиндуцированная прозрачность и соответствующие консервативные солитоны огибающей принадлежат к одним из первых эффектов нелинейной оптики [1–3]. В одномерной однопроходовой геометрии их теория развивалась в большом числе работ, она весьма детально изложена в монографии [4]. Также в однопроходовом варианте рассматривалась роль волновода [5] и дополнительной керровской нелинейности [6] в проявлениях этого эффекта. Как найдено в [7], временной профиль солитона самоиндуцированной прозрачности обеспечивает минимальные потери излучения даже в разреженных средах, в которых солитон формироваться не может. Трехмерные консервативные солитоны самоиндуцированной прозрачности численно продемонстрированы в [8].

С учетом повышенной устойчивости диссипативных оптических солитонов [9,10], значительный интерес представляют диссипативные солитоны самоиндуцированной прозрачности, которые можно сформировать при добавлении в схему лазерного усиления. В однопроходовой геометрии такие одномерные солитоны были найдены (численно) и изучены в режиме предельно коротких импульсов [11,12]. С некоторыми оговорками к диссипативным солитонам можно отнести и лазерные импульсы в режиме когерентной синхронизации мод [13], экспериментально обнаруженные в [14].

Задачей настоящей работы служит численный поиск и исследование трехмерных диссипативных солитонов самоиндуцированной прозрачности при наличии в однопроходовой схеме лазерного усиления. Дополнительно рассматривается и случай наличия градиентного волновода, создающего поперечную локализацию излучения.

Модель и исходные уравнения

Мы рассматриваем распространение волновых пакетов излучения в среде, состоящей из нерезонансной линейной матрицы и внедренных в нее резонансных центров двух типов: активных, с лазерным усилением, и пассивных, с поглощением. Распространение описывается в приближении медленно меняющейся огибающей $E(x, y, z, t)$ квазиоптическим уравнением [9]

$$2ik_0\left(\frac{\partial E}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial E}{\partial t}\right)+\Delta_\perp E+\frac{k_0^2}{\varepsilon_0}\delta\varepsilon E+4\pi\frac{k_0^2}{\varepsilon_0}\delta P=0.$$

Здесь z — декартова координата вдоль оси преимущественного распространения пакета, x и y — поперечные координаты, t — время, $k_0=k(\omega_0)=\frac{\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_0}$ — волновое число на несущей частоте ω_0 в матрице с нерезонансной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=\varepsilon_0+\delta\varepsilon$, c — скорость света в вакууме, v_g — групповая скорость (в матрице), $\Delta_\perp=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$ — поперечный оператор Лапласа и δP — часть поляризации среды, связанная с резонансными центрами. Величина ε_0 вещественна и пространственно однородна. В добавке к ней $\delta\varepsilon$ мнимая часть представляет нерезонансное поглощение в матрице, а вещественная, в случае зависимости от удаления от оси распространения, может описывать волновод. Резонансные центры моделируются двухуровневыми схемами с совпадающей частотой перехода, $\delta P_{a,g}=2N_{a,g}d_{a,g}\,\mathrm{Re}\,\rho_{a,g,12}$. Здесь индексы a и g указывают тип центров (a — пассивные, g — активные), $N_{a,g}$ — концентрация центров, $d_{a,g}$ — дипольные моменты перехода и $\rho_{a,g,12}$ — недиагональные элементы матрицы плотности. Динамика последних описывается уравнениями Блоха (индексы a и g в них опускаем)

$$\frac{\partial\rho_{12}}{\partial t}=-\frac{1}{T_2}\rho_{12}+i\delta\omega\rho_{12}-i\frac{d}{2\hbar}E^*n,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{T_1}(n - n_0) + \frac{2d}{\hbar}\,\mathrm{Im}(E\rho_{12}). \qquad (1)$$

В (1) n — разность населенностей уровней, $T_{1,2}$ — времена релаксации, $\delta\omega = \omega_{12} - \omega_0$ — частотная расстройка и $\hbar$ — приведенная постоянная Планка. Излучение считается линейно поляризованным.

В безразмерной форме управляющие уравнения в сопровождающей системе координат (движущейся вдоль z с групповой скоростью) принимают вид

$$\frac{\partial E}{\partial z} = i\Delta_\perp E + i\delta\varepsilon(r)E - \sigma E + i(P_a + P_g),$$

$$\frac{\partial n_a}{\partial \tau} = -\gamma_{a1}(n_a - n_{a0}) - \mathrm{Im}(E^* P_a),$$

$$\frac{\partial P_a}{\partial \tau} = -(\gamma_{a2} + i\delta\omega_a)P_a + iEn_a,$$

$$\frac{\partial n_g}{\partial \tau} = -\gamma_{g1}(n_g - n_{g0}) - \mathrm{Im}(E^* P_g),$$

$$\frac{\partial P_g}{\partial \tau} = -(\gamma_{g2} + i\delta\omega_g)P_g + iEn_g. \qquad (2)$$

В этих уравнениях $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\delta\varepsilon(r)$ — изменение показателя преломления градиентного волновода, σ — амплитудный коэффициент нерезонансного поглощения, $\tau = t - z/v_g$ — запаздывающее время, а малые параметры γ представляют соответствующие скорости релаксации. Соотношения для безразмерных величин следующие:

$$z = \frac{2c\sqrt{\varepsilon_0}}{\omega_0}\bar{z}, \quad x, y = \frac{c}{\omega_0}\bar{x}, \bar{y}, \quad \tau = \frac{2\varepsilon_0}{\omega_0}\bar{\tau}, \quad E = E_{sc}\bar{E},$$

$$P = P_{sc}\bar{P}, \quad E_{sc} = \frac{\hbar\omega_0}{2\varepsilon_0 d}, \quad P_{sc} = Nd, \quad E_{sc} = 4\pi P_{sc},$$

$$\gamma = \frac{\omega_0}{2\varepsilon_0}\bar{\gamma}, \quad \delta\omega = \frac{\omega_0}{2\varepsilon_0}\bar{\omega},$$

где символы с чертой обозначают соответствующие безразмерные величины.

Результаты расчетов

Система управляющих уравнений (2) при ее дополнении начальными и граничными условиями решалась численно разностным методом. Эволюционной переменной служит продольная координата z. Поскольку диссипативные солитоны являются аттракторами, их установившаяся форма не чувствительна к конкретному виду начальных условий. При $z = 0$ мы полагали

$$E(x, y, z = 0, \tau) = A\,\mathrm{sech}(h\tau)\exp(-r^2/R^2).$$

Характерные значения параметров следующие: $A = 2.3{-}2.4$, $h = 0.8{-}1$, $R = 5{-}6$. В расчетах фиксировались параметры релаксации $\gamma_{a1} = 0.07$, $\gamma_{a2} = 0.09$, $\gamma_{g1} = 0.14$, $\gamma_{g2} = 0.15$. Частотные расстройки $\delta\omega$, как правило, нулевые, хотя полученные результаты

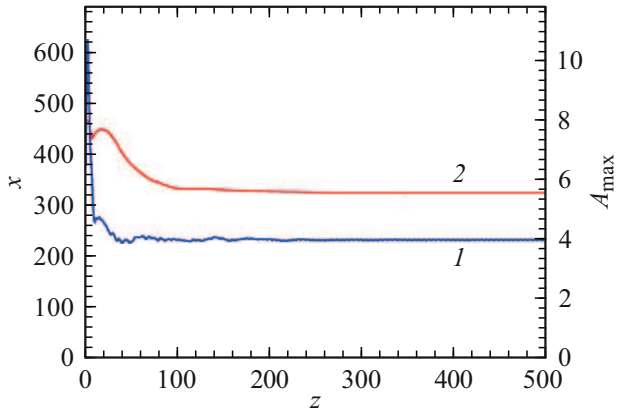


Рис. 1. Установление энергии (*1*) и максимальной амплитуды (*2*) солитона.

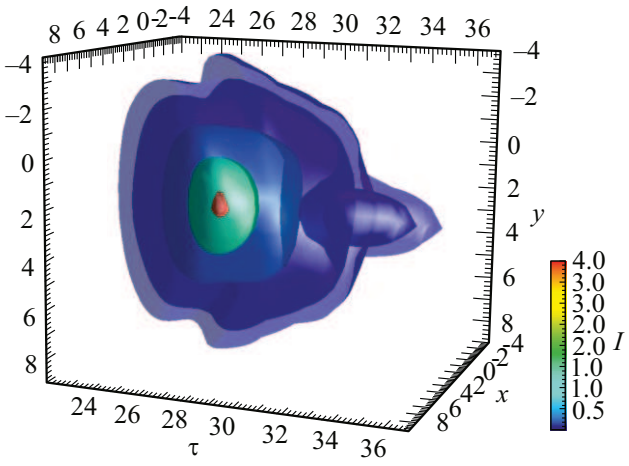


Рис. 2. Профиль интенсивности трехмерного солитона. Показаны изоповерхности интенсивности в разрезе плоскостью $y{-}\tau$ через центр солитона.

сохраняются при $|\delta\omega| < 0.1$. Коэффициент линейного поглощения $\sigma = 0.01$. Установившиеся значения разностей населенностей (нормированные, как и для предыдущих параметров) $n_{a0} = 1$, $n_{g0} = -0.5$. За исключением последнего рисунка градиентный волновод отсутствует: $\delta\varepsilon(r) = 0$.

Расчеты подтверждают установление трехмерного диссипативного солитона самоиндуцированной прозрачности при выбранных параметрах задачи. Это видно из рис. 1, на котором показана динамика энергии $W = \iiint I\,dx\,dy\,d\tau$ и максимальной при текущем значении z амплитуды поля. На рис. 2 представлено распределение интенсивности $I = |E|^2$ установившегося солитона. Оно обладает осевой симметрией, но резко асимметрично в продольном направлении.

Более подробно распределение интенсивности в центральном сечении солитона показано на рис. 3. Вертикальная штриховая линия — ось симметрии по x, следствие осевой симметрии трехмерного солитона. На

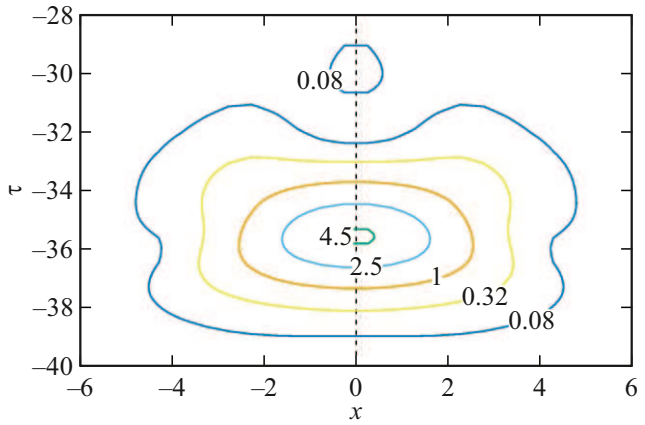


Рис. 3. Линии уровня интенсивности в сечении $x-\tau$ через максимум солитона. Передний фронт импульса отвечает нижней части рисунка (отрицательные τ).

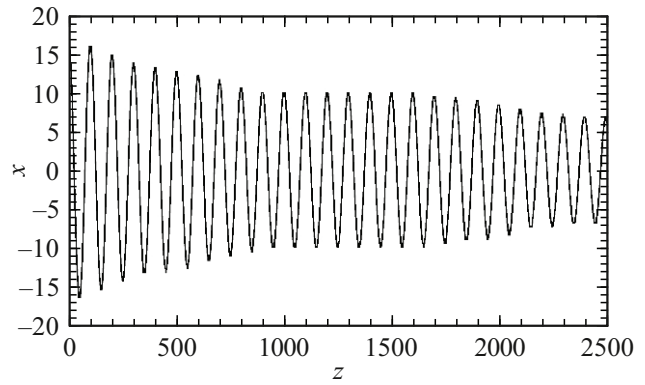


Рис. 4. Поперечные осцилляции центра солитона в волноводе при его неосевом падении. $\alpha = 10^{-4}$.

заднем фронте импульса имеется небольшой локальный максимум интенсивности.

Найденный солитон устойчив относительно слабых шумов, но они могут сдвигать его как целое в поперечном направлении и менять направление распространения. Сохранить локализацию солитона вблизи оси выбранного распространения можно введением волновода, полагая $\delta\varepsilon(r) = -\alpha r^2$. Если на вход волновода подается солитон с направлением, заметно отличающимся от оси волновода, то наблюдаются поперечные осцилляции солитона с тенденцией к их медленному затуханию (рис. 4).

Заключение

Таким образом, численное моделирование позволило найти трехмерный диссипативный солитон самоиндуцированной прозрачности в среде с резонансными активными и пассивными центрами и нерезонансным поглощением. Солитон является аттрактором, так что обладает повышенной устойчивостью. Он формируется и в исходно однородной среде, но в этом случае слабые шумы сдвигают его в поперечном направлении. Введение градиентного волновода ограничивает эти смещения, стабилизируя направление распространения солитона. Родственные эффекты могут наблюдаться в широкоапертурных лазерах.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.L. McCall, E.L. Hahn. Phys. Rev., **183** (2), 457 (1969). DOI: 10.1103/PhysRev.183.457
[2] J.C. Diels, E.L. Hahn. Phys. Rev. A, **10** (6), 2501 (1974). DOI: 10.1103/PhysRevA.10.2501
[3] H.M. Gibbs, B. Bolger, F.P. Mattar et al. Phys. Rev. Lett., **37**, 1743 (1976). DOI: 10.1103/PhysRevLett.37.1743
[4] A.I. Maimistov, A.M. Basharov. *Nonlinear Optical Waves* (Kluwer, Dordrecht, Boston, 1999), p. 650. DOI: 10.1007/978-94-017-2448-7
[5] V.V. Kozlov, E. Fradkin. ЖЭТФ, **106**, 1572 (1994).
[6] V.V. Kozlov, E.E. Fradkin. ЖЭТФ, **109**, 89 (1996).
[7] А.А. Гладкий, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **131** (11), 1471 (2023). DOI: 10.61011/OS.2023.11.57004.5084-23
[8] M. Blaauboer, B.A. Malomed, G. Kurizki. Phys. Rev. Lett., **84** (9), 1906 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.1906
[9] Н.Н. Розанов. *Диссипативные оптические и родственные солитоны* (Физматлит, Москва, 2021).
[10] N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, N.A. Veretenov. Phys. Rep., **1162**, 1 (2026). DOI: 10.1016/j.physrep.2025.11.005
[11] Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов. Письма в ЖЭТФ, **83**, 337 (2006) [N.V. Vysotina, N.N. Rozanov, V.E. Semenov. JETP Lett., **83** (7), 279 (2006)].
[12] Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов. Опт. и спектр., **106** (5), 793 (2009) [N.V. Vysotina, N.N. Rozanov, V.E. Semenov. Opt. Spectr., **106** (5), 713 (2009)].
[13] V.V. Kozlov. Phys. Rev. A, **56**, 1607 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevA.56.1607
[14] M.V. Arkhipov, A.A. Shimko, N.N. Rosanov, I. Babushkin, R.M. Arkhipov. Phys. Rev. A, **101**, 013803 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevA.101.013803