

УДК 535.03:519.06

## ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРИ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПОГЛОЩЕНИИ

© 2021 г. Б. С. Брянцев<sup>1</sup>, \*, А. А. Калинович<sup>1</sup>, И. Г. Захарова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

\*E-mail: brisbryantsev@mail.ru

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

После доработки 28.08.2020 г.

Принята к публикации 28.09.2020 г.

Исследовано распространение оптических вихрей в квадратично-нелинейных средах при наличии линейного и нелинейного поглощения. Известно, что при распространении таких пучков в средах с квадратичной нелинейностью без поглощения вихревая структура пучка разрушается и пучок распадается на несколько невихревых квази-солитонов. Показано, что нелинейное поглощение позволяет пучку дольше сохранять свою структуру.

DOI: 10.31857/S0367676521010087

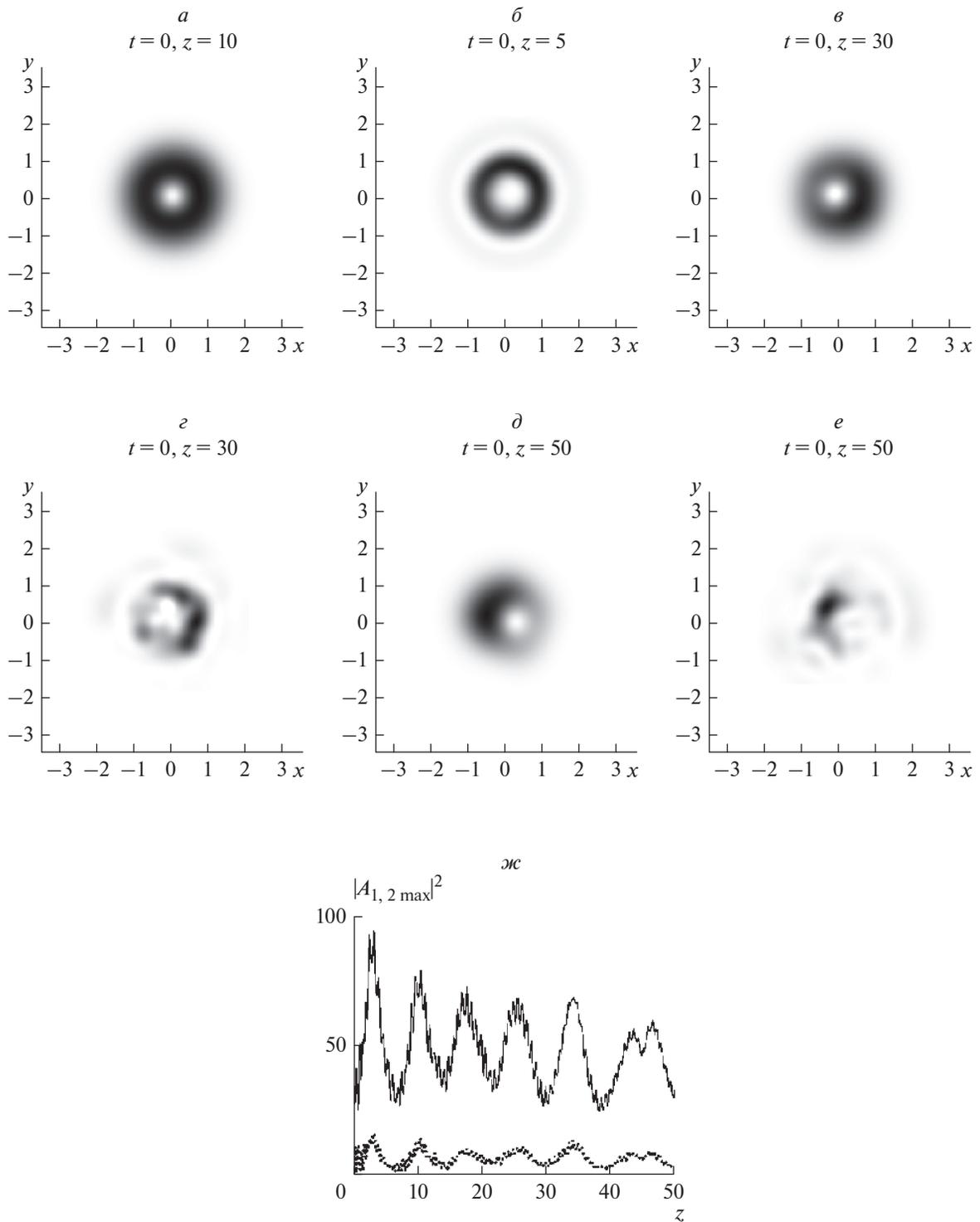
### ВВЕДЕНИЕ

Световые пучки с фазовыми особенностями много десятилетий изучаются в нелинейной оптике. Однако, наблюдать в эксперименте образование устойчивых многомерных вихревых солитонов очень сложно. Известно, что в консервативных однородных нелинейных средах азимутальная неустойчивость является характерной особенностью вихрей [1, 2]. За последние двадцать лет появилось большое количество работ, исследующих различные механизмы, которые могли бы сохранить вихревую структуру и повысить устойчивость многомерных оптических солитонов с фазовыми сингулярностями. Основное внимание было сосредоточено на вихревых солитонах в средах с кубической нелинейностью. Например, устойчивость вихрей в среде с нелинейностью Керра показана при наличии дополнительного усиления, локализованного в кольцевой структуре [3]. Кроме того, наблюдались устойчивые вихри как для фокусирующей, так и для дефокусирующей нелинейности. Коллапса и азимутальной неустойчивости вихрей в среде с нелинейностью Керра можно избежать за счет нелокальности среды [4, 5]. В качестве примера нелокальной нелинейной среды, в которой экспериментально наблюдались устойчивые вихревые солитоны, следует упомянуть нематические жидкие кристаллы [6]. Неоднородность существенно изменяет характер распространения волны с фазовой сингулярностью. Выявлены

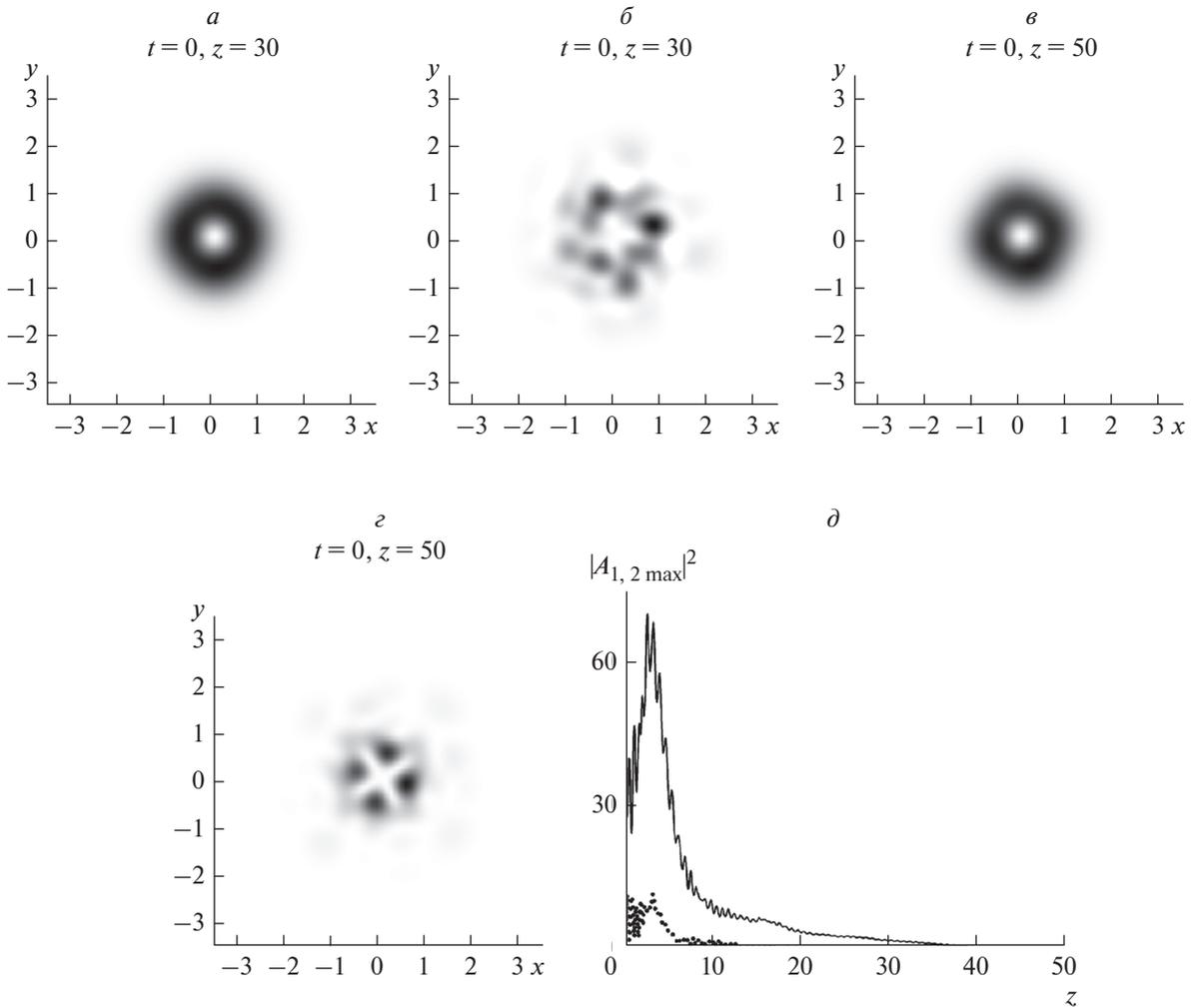
устойчивые вихревые структуры в неоднородных средах с дефокусирующей кубической нелинейностью [7]. Стабильные оптические вихри также наблюдаются в фотонных решетках [8] и в структурах с РТ-симметрией [9]. Параметрическое взаимодействие волн усложняет рассматриваемые процессы. В [10] рассматривают линейные и нелинейные волноводы, индуцированные парой вихрей с одинаковой частотой, но разной поляризацией.

Обзор современного состояния исследований оптических вихревых структур приведен в статьях [11–13]. В частности, в данных работах обсуждаются многомерные вихревые солитоны в диссипативных средах.

Наше исследование посвящено распространению пространственно-временных импульсных световых пучков при генерации второй гармоники. Такая задача может быть сведена к решению известной системы квазиоптических уравнений параболического типа. Аналогичные задачи решались аналитически путем обобщения известной комбинации метода усредненного Лагранжа и голографического метода [14–16]. В работе [17] рассматривается формирование параметрических солитонов с вихревой структурой при наличии таких физических эффектов, как волноводная структура, линейная и двухфотонная диссипация или усиление, а также дисперсия групповых скоростей. При квадратичной нелинейности вышеуказанные эффекты, как ожидается, будут способ-



**Рис. 1.** Распределения амплитуды основной частоты (*a, в, д*) и второй гармоники (*б, з, е*) на расстоянии  $z = 10$  (*a, б*),  $z = 30$  (*в, з*),  $z = 50$  (*д, е*) и зависимость пиковых интенсивностей основной (сплошная) и второй (пунктирная) гармоник (*ж*) при отсутствии линейного и нелинейного поглощения. Параметры:  $\alpha_{01} = \alpha_{02} = 0.0$ ,  $\alpha_{11} = \alpha_{12} = 0.0$ .  $A_{10} = 15$ ,  $A_{20} = 0$ ,  $D_1 = 1.0$ ,  $D_2 = 0.5$ ,  $D_{\tau 1} = 0.05$ ,  $D_{\tau 1} = 0.1$ ,  $D_{q1} = -10$ ,  $D_{q2} = -10$ .



**Рис. 2.** Распределения амплитуды основной частоты (*a*, *c*) и второй гармоники (*b*, *d*) на расстоянии  $z = 30$  (*a*, *b*),  $z = 50$  (*c*, *d*) и зависимость пиковых интенсивностей основной (сплошная) и второй (пунктирная) гармоник (*d*) при линейном поглощении. Параметры:  $\alpha_{01} = \alpha_{02} = 0.1$ ,  $\alpha_{11} = \alpha_{12} = 0.0$ .  $A_{10} = 15$ ,  $A_{20} = 0$ ,  $D_1 = 1.0$ ,  $D_2 = 0.5$ ,  $D_{\tau 1} = 0.05$ ,  $D_{\tau 1} = 0.1$ ,  $D_{q1} = -10$ ,  $D_{q2} = -10$ .

ствовать образованию вихревых пространственно-временных солитонов – оптических пульс.

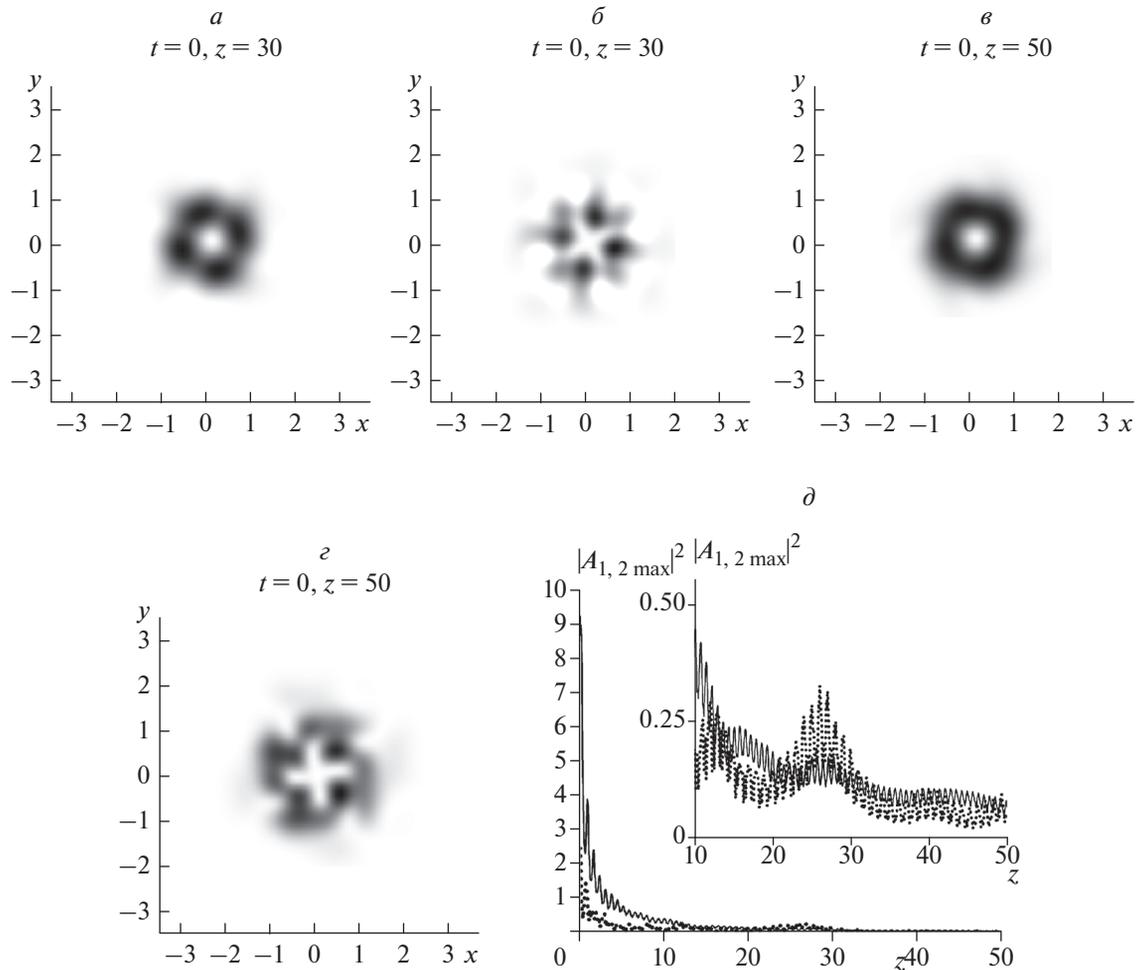
### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Мы описываем распространение электромагнитного импульса с использованием квазиоптического приближения в случае фазового синхронизма [15]. Безразмерные уравнения выглядят следующим образом:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + D_{\tau 1} \frac{\partial A_1}{\partial \tau^2} = A_1^* A_2 - i \alpha_{01} A_1 - i \alpha_{11} |A_1|^2 A_1 + D_{q1} h(x, y) + D_1 \Delta_{\perp} A_1, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + D_{\tau 2} \frac{\partial A_2}{\partial \tau^2} = \gamma A_1^2 - i \alpha_{02} A_2 - i \alpha_{12} |A_2|^2 A_2 + D_{q2} h(x, y) + D_2 \Delta_{\perp} A_2, \quad (2)$$

где  $A_{1,2}$  – безразмерные комплексные амплитуды огибающей импульса первой и  $t$  второй гармоник,  $x$ ,  $y$ ,  $z$  – безразмерные координаты,  $\tau = t - z/c$  – безразмерное локальное время,  $D_{1,2}$ ,  $D_{\tau 1,2}$ ,  $D_{q1,2}$  – безразмерные коэффициенты дифракции, дисперсии и волновода соответственно,  $\gamma$  описывает нелинейность,  $\alpha_{01}$ ,  $\alpha_{02}$ ,  $\alpha_{11}$ ,  $\alpha_{12}$  соответствуют линейному и нелинейному поглощению  $h(x, y)$  – безразмерная функция, описывающая поперечный профиль волновода. В настоящей работе в ка-



**Рис. 3.** Рисунок построен аналогично рис. 2. Случай линейного и нелинейного поглощения при  $\alpha_{01} = \alpha_{02} = 0.01$ ,  $\alpha_{11} = \alpha_{12} = 0.5$ . На зависимости пиковых интенсивностей (д) сделана врезка области  $z > 10$  в увеличенном масштабе.

честве потенциала гармонического осциллятора выбран профиль волновода  $h(x, y) = (x^2 + y^2)$ . Уравнения (1), (2) решаются численно с использованием консервативной нелинейной разностной схемы, реализуемой с помощью эффективно-многоэтапного итерационного алгоритма [14].

На вход среды падает двухкомпонентный вихревой пучок-импульс:

$$A_{1,2}(x, y, \tau)|_{z=0} = A_{10,20} \exp(\rho^2 + \tau^2 + i\phi_{1,2}) \rho, \quad (3)$$

где  $\rho^2 = x^2 + y^2$ ,  $\phi_1 = \arg(x + iy)$ ,  $\phi_2 = 2\phi_1$  и  $A_{10,20}$  – константы, определяющие начальные амплитуды компонент.

Мы предполагаем, что, в частности, нелинейное поглощение может быть использовано для

стабилизации вихревого солитона. В этом случае возникающие возмущения вихревой структуры, имеющие большую амплитуду, сильно затухают. В результате разрушение вихревого солитона должно происходить на большем расстоянии вдоль продольной координаты  $z$ .

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Была проведена серия численных расчетов для проверки наших предположений. На рис. 1 показано распределение амплитуды и фазы на разных расстояниях при отсутствии линейного и нелинейного поглощения  $\alpha_{01} = \alpha_{02} = 0$ ,  $\alpha_{11} = \alpha_{12} = 0$ . Были использованы следующие параметры:  $A_{10} = 15$ ,  $A_{20} = 0$ ,  $D_1 = 1.0$ ,  $D_2 = 0.5$ ,  $D_{\tau 1} = 0.05$ ,  $D_{\tau 1} = 0.1$ ,  $D_{q1} = -10$ ,  $D_{q2} = -10$ . На входе подается

пучок основной частоты, который генерирует вторую гармонику и образуется двухцветный вихревой солитон. Как известно, такие солитоны нестабильны и при распространении распадаются на несколько невихревых квази-солитонов. Пучок начинает терять вихревую структуру и превращаться в невихревой солитон уже при  $z = 30$ . При  $z = 50$  вихревая структура у него практически отсутствует.

На рис. 2 показано распространение такого пучка при наличии линейного поглощения,  $\alpha_{01} = \alpha_{02} = 0.1$ ,  $\alpha_{11} = \alpha_{12} = 0$ , остальные параметры совпадают с величинами, указанными в предыдущем случае. При этом на основной частоте вихревая структура сохраняется на всей трассе, на второй гармонике структура искажена, но в целом имеет вихревой вид. На графике пиковой интенсивности (рис. 2д) видно, что интенсивность пучка резко падает уже к  $z = 10$ , т.е. распространяется уже не солитонный пучок, а два практически не связанных между собой пучка на основной частоте и второй гармонике. Из этого можно сделать вывод, что линейное поглощение мало подходит для стабилизации вихревых солитонов, а способствует только сохранению вихревой структуры пучка.

Нелинейное поглощение более выражено в областях с максимальной интенсивностью. В связи с этим мы ожидаем, что с его помощью можно предотвратить распад на отдельные солитоны, поскольку формирующиеся участки с максимальной интенсивностью будут поглощаться сильнее. В реальных средах нелинейное поглощение обычно связано с линейным, поэтому учтем оба фактора. На рис. 3 показано распределение амплитуды и фазы при  $\alpha_{01} = \alpha_{02} = 0.01$ ,  $\alpha_{11} = \alpha_{12} = 0.5$ . В этом случае можно сказать, что вихревая структура пучка все еще сохраняется на трассе  $z = 30$ . Даже при  $z = 50$  вихревая структура частично наблюдается. Пиковая интенсивность пучка приведена на рис. 3д. В начале пучок за счет нелинейного поглощения резко теряет интенсивность, но начиная с  $z = 10$ , можно говорить о стабилизации пучка, распространяющегося как связанное состояние. Таким образом, можно сделать вывод, что нелинейное поглощение способствует устойчивости вихревых пучков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено распространение оптического вихря в квадратично-нелинейном волноводе при наличии линейного и нелинейного поглощения. С помощью численного моделирова-

ния показано, что поглощение позволяет пучку дольше сохранять вихревую структуру, предотвращая распад пучка на несколько невихревых квази-солитонов. Нелинейное поглощение более эффективно, чем линейное удерживает пучок от распада за счет того, что наиболее интенсивно поглощаются области с максимальной интенсивностью.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-11-01157).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kivshar Yu.S., Agrawal G.P. Optical solitons: from fibers to photonic crystals. Amsterdam: Academic Press, 2003. 540 p.
2. Desyatnikov A.S., Torner L., Kivshar Yu. // Progr. Opt. 2005. V. 47. P. 291.
3. Huang C., Ye F., Malomed B.A. et al. // Opt. Lett. 2013. V. 38. No 13. P. 2177.
4. Kartashov Y.V., Vysloukh V.A., Torner L. // Opt. Expr. 2007. V. 15. No 15. P. 9378.
5. Ye F., Kartashov Y.V., Hu B. et al. // Opt. Lett. 2010. V. 35. No 5. P. 628.
6. Izdebskaya Y., Assanto G., Krolikowski W. // Opt. Lett. 2015. V. 40. No 17. P. 4182.
7. Kartashov Y.V., Malomed B.A., Vysloukh V.A. et al. // Opt. Lett. 2017. V. 42. No 3. P. 446.
8. Yao X., Liu X. // Opt. Lett. 2018. V. 43. No 23. P. 5749.
9. Huang C., Dong L. // Opt. Lett. 2016. V. 41. No 22. P. 5194.
10. Carlsson A.H., Malmberg J.N., Anderson D. et al. // Opt. Lett. 2000. V. 25. No 9. P. 660.
11. Malomed B.A. // Phys. D. 2019. V. 399. P. 108.
12. Fedorov S.V., Veretenov N.A., Rosanov N.N. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. Art. No 023903.
13. Maytevarunyoo T., Malomed B.A., Skryabin D.V. // New J. Phys. 2018. V. 20. Art. No 113019.
14. Sazonov S.V., Mamaikin M.S., Komissarova M.V. et al. // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. Art. No 022208.
15. Kalinovich A.A., Komissarova M.V., Sazonov S.V. et al. // PLoS ONE. 2019. V. 14. No 8. Art. No e0220840.
16. Sazonov S.V., Kalinovich A.A., Komissarova M.V. et al. // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. No 3. Art. No 033835.
17. Kalinovich A.A., Komissarova M.V., Zakharova I.G. et al. // Proc. SPIE. 2019. V. 11026. Art. No 110260M.

**Optical vortices in quadratic-nonlinear media with nonlinear absorption****B. S. Bryantsev<sup>a,\*</sup>, A. A. Kalinovich<sup>a</sup>, I. G. Zakharova<sup>a</sup>**<sup>a</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*<sup>\*</sup>*E-mail: brisbryantsev@mail.ru*

Received July 20, 2020; revised August 28, 2020; accepted September 28, 2020

We study the propagation of optical vortices in quadratic-nonlinear media in the presence of linear and nonlinear absorption. It is known that when such beams propagate in quadratically nonlinear media without absorption, the vortex structure of the beam is destroyed and the beam splits into several non-vortex quasi-solitons. In this paper, it is shown that nonlinear absorption allows the beam to maintain its structure longer.