ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2020, № 7, с. 79–84

УДК 530.182:538.971:535.016

УПРАВЛЯЮЩИЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦ РАЗДЕЛА В НЕЛИНЕЙНЫХ СТРУКТУРАХ ТИПА СЭНДВИЧА С ДЕФОКУСИРУЮЩИМ ВНУТРЕННИМ СЛОЕМ

© 2020 г. С. Е. Савотченко*

Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова, Белгород, 308012 Россия

**e-mail: savotchenkose@mail.ru*

Поступила в редакцию 27.12.2019 г.
После доработки 26.01.2020 г.
Принята к публикации 28.01.2020 г.

Рассмотрена модель трехслойной оптической структуры, в которой плоскопараллельные границы обладают собственными нелинейными свойствами. Внутренний слой конечной толщины представляет собой оптически прозрачную среду с дефокусирующей керровской нелинейностью, снаружи контактирующий с диэлектрическими линейными полупространствами. Математическая формулировка модели сводится к нелинейному уравнению Шредингера с положительным коэффициентом кубической нелинейности и нелинейным самосогласованным потенциалом. Аналитически показано, что в системе существует нелинейная световая волна, распространяющаяся вдоль оптического слоя и локализованная в диэлектрических обкладках. Получены частоты локализации светового поля в данной структуре и определены условия их существования при различных характеристиках сред и границ их раздела. Показано, что локализация светового поля вдоль слоев может происходить при различных знаках нелинейного отклика границ раздела слоев трехслойной структуры, когда одна из них характеризуется фокусирующей нелинейностью, а другая — дефокусирующей.

Ключевые слова: локализованные состояния, нелинейное уравнение Шредингера, плоский дефект, граница раздела, слоистые среды, коэффициент нелинейности.

DOI: 10.31857/S1028096020050155

ВВЕДЕНИЕ

Изучение многообразия свойств нелинейных поверхностных волн представляет интерес в связи с их широким применением в различных технических системах, основанных на волноводных свойствах многослойных гетероструктур [1, 2]. Нелинейные поверхностные волны оптического диапазона, распространяющиеся вдоль границ раздела нелинейных сред в слоистых структурах, в том числе и трехслойных (так называемых "сэндвичах"), аналитически исследовали многие авторы [3–7]. В данных работах искомое поле и его нормальные производные вблизи границ раздела слоистой структуры удовлетворяли условиям их непрерывности, что означало отсутствие взаимодействия волны с границей раздела как с плоским дефектом.

В [8] на основе нелинейного уравнения Шредингера с керровской нелинейностью учитывали взаимодействие возбуждений с двумя плоскими границами раздела трех нелинейных сред, характеризующимися одним параметром. Для теоретического описания локального взаимодействия нелинейных возбуждений с границами раздела слоев их моделировали короткодействующим потенциалом в нелинейном уравнении Шредингера, который в одномерном случае для трехслойной структуры записывается в виде:

$$U(x) = U_0\{\delta(x+a) + \delta(x-a)\},$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, U_0 — интенсивность взаимодействия возбуждения с границей, $2a$ — расстояние между симметрично расположенными границами. Как отмечалось в [9], короткодействующий потенциал с одним параметром не всегда в полной мере позволяет проанализировать влияние характеристик границ раздела слоев на особенности локализации возбуждений. Нелинейные свойства внутри ультратонкой границы раздела слоев учитывали в [10–12] с использованием нелинейного потенциала $U \propto \delta(x)|\psi|^2$.

Следует отметить, что нелинейное уравнение Шредингера широко используется при теоретическом описании нелинейных волн в кристаллах [13–16]. Хорошо разработаны вопросы локализации возбуждений различной физической природы вблизи дефектов и границ раздела в нелинейных средах [17–22], а также локализации состояний на границе нелинейных и линейных сред в различных моделях [23–25], в том числе с учетом внутренних нелинейных свойств дефектов [10, 12, 20, 26, 27]. Изучение особенностей взаимодействия возбуждений с границей раздела сред при учете ее внутренних характеристик в многослойных структурах представляется важным, поскольку они могут быть выбраны в качестве управляющих параметров, контролирующих локализацию и волноводные свойства. Такие управляющие параметры необходимы для определения требуемых значений пропускных характеристик границ при определенных частотах в оптических устройствах, использующих волноводные свойства многослойных систем.

В настоящей работе предложено аналитическое описание локализации светового поля, возникающей в трехслойной структуре, в которой границы раздела представляют собой плоские дефекты с нелинейными свойствами, разделяющие нелинейную пластину конечной толщины и линейные полупространства [27]. Основной целью работы было нахождение профиля и частот локализации поля в явном аналитическом виде, а также условий их реализации в рассматриваемой системе.

УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

В [8] было показано, что динамика светового поля в слоистой структуре описывается нелинейным уравнением Шредингера. Основываясь на данных результатах, рассмотрим систему плоскопараллельных чередующихся немагнитных узких и широких слоев. Пусть ось x направлена перпендикулярно плоскости слоев, а плоскость yz параллельна им. В плоско-поляризованной монохроматической волне, распространяющейся вдоль слоев, вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ (он выбран параллельным орту $\mathbf{e}_y = \{0, 1, 0\}$) подчиняется уравнению Максвелла с показателем преломления, зависящим от координаты x в поперечном слоям направлении:

$$n(x, \mathbf{E}) = n_0 + n_1 + n_2(x),$$

где n_0 и n_1 – линейные показатели преломления широких и узких слоев соответственно. В случае сред с эффектом Керра нелинейный показатель преломления зависит от квадрата амплитуды поля:

$$n_2(x) = \{\alpha(x) + \beta(x)\}|\mathbf{E}|^2,$$

$\alpha(x)$ и $\beta(x)$ – коэффициенты керровской нелинейности сред в широких и узких слоях соответственно [20].

Монохроматическая волна с волновым вектором $\mathbf{k} = \mathbf{e}_x k_z$ (где $\mathbf{e}_x = \{1, 0, 0\}$ – орт) и частотой $\omega_0 = ck_z/n_0$ в адиабатическом приближении представима в виде:

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_y\{E_1(x,t)\cos(k_z z - \omega_0 t) + E_2(x,t)\sin(k_z z - \omega_0 t)\},$$

где E_1 и E_2 – медленно изменяющиеся функции x и t. Для функции $\psi = E_1 + iE_2$ при условиях $n_1 \ll n_0$, $\alpha|\psi|^2 \ll n_0$ и $\beta|\psi|^2 \ll n_0$ в [8] было получено уравнение:

$$2i\omega_0 n_0^2 \psi_t = -c^2\psi''_{xx} - 2\omega_0^2 n_0 n_1(x)\psi - 2\omega_0^2 n_0 \alpha(x)|\psi|^2\psi + U\psi, \quad (1)$$

где U – потенциал, учитывающий различия показателей преломления в узких и широких слоях. В пределе ультратонких слоев, разделяющих широкие слои, в [8] для него было использовано выражение:

$$U(x) = \sum_j u_0\delta(x - 2aj),$$

где $u_0 = -4hn_1n_0\omega_0$, h – ширина узких слоев и $2a$ – расстояние между ними ($h \ll a$). В таком пределе ультратонкие слои можно называть границами раздела широких слоев и считать плоскими дефектами.

Теперь предлагается учесть нелинейность и внутри узких слоев по аналогии с [10, 11, 20, 26, 27]. Поэтому потенциал в (1) будет иметь вид:

$$U(x, |\psi|^2) = \sum_j \{u_{0j} + w_{0j}|\psi|^2\}\delta(x - 2aj),$$

где $u_{0j} = -4hn_{1j}n_0\omega_0$, $w_{0j} = -2a\beta_j n_0\omega_0$ и n_{1j} – линейные показатели преломления узких слоев, β_j – коэффициенты нелинейности узких слоев (они могут быть различными).

Рассмотрим трехслойную структуру, в которой внутренний оптический слой толщиной $2a$ с нелинейностью керровского типа разделяет два диэлектрических (линейных) кристалла без эффекта Керра. Пусть границы раздела сред плоские и много меньше характерного масштаба локализации возмущений параметров среды, создаваемых ими, а ширина внутреннего слоя существенно больше ширины одной границ раздела слоев. Систему координат выберем так, чтобы средина нелинейного слоя проходила через начало координат. Границы раздела слоев лежали в плоскостях $x = \pm a$ перпендикулярно оси x. Линейные среды занимают полупространства $|x| > a$, а нелинейный оптический слой расположен в области $|x| < a$. Для описания интересующих нас свойств и условий их проявления используем одномерное стационарное нелинейное уравнение Шредингера, которому подчиняется поле ψ:

$$\omega\psi = -\psi''_{xx}\big/2m + \Omega\psi + g(x)|\psi|^2\psi + U(x,|\psi|^2)\psi, \quad (2)$$

где ω – частота стационарных колебаний поля. Коэффициенты нелинейного уравнения Шредингера (1) определяются следующим образом:

$$m = \omega_0 n_0^2\big/c^2, \quad \Omega = -\omega_0 n_1\big/n_0.$$

Выберем: $\Omega(x) = \Omega_1$, $x < -a$, $\Omega(x) = \Omega_0$, $|x| < a$, $\Omega(x) = \Omega_2$, $x > a$, Ω_j – постоянные величины, $j = 0, 1, 2$. Параметр керровской нелинейности:

$$g(x) = -\omega_0\alpha(x)\big/n_0.$$

В рассматриваемой трехслойной структуре с нелинейностью только во внутреннем слое положим: $g(x) = 0, |x| > a$, $g(x) = g, |x| < a$, где g – параметр нелинейности внутреннего слоя (постоянная величина). Ограничимся рассмотрением внутреннего слоя только с дефокусировкой, что соответствует положительному значению параметра нелинейности g.

Потенциал, описывающий нелинейные свойства границ раздела, имеет вид:

$$U\left(x,|\psi|^2\right) = F_1\left(x + a,|\psi|^2\right) + F_2\left(x - a,|\psi|^2\right), \quad (3)$$

где

$$F_j\left(x,|\psi|^2\right) = \left\{U_j + W_j|\psi|^2\right\}\delta(x), \quad j = 1,2,$$

$U_j = -2hn_{1j}/n_0$ – интенсивности взаимодействия возбуждений с границами раздела в линейном приближении (“мощности” дефектов). При $U_j > 0$ возбуждения отталкиваются от соответствующей границы, а при $U_j < 0$ – притягиваются. В общем случае в силу различия параметров сред всех слоев эти величины будем считать различными. Параметры нелинейности границ раздела слоев $W_j = -a\beta_j/n_0$ характеризуют нелинейный отклик их взаимодействия с возбуждениями. При $W_j > 0$ соответствующая граница обладает внутренней дефокусировкой, а при $W_j < 0$ – самофокусировкой.

Решение нелинейного уравнения Шредингера (2) с потенциалом (3) эквивалентно решению нелинейного уравнения Шредингера без потенциала с граничными условиями:

$$\psi(\pm a - 0) = \psi(\pm a + 0), \quad (4)$$

$$\begin{aligned}&\psi'(\pm a + 0) - \psi'(\pm a - 0) = \\ &= 2m\{U_j + W_j|\psi(\pm a)|^2\}\psi(\pm a).\end{aligned} \quad (5)$$

Здесь и далее индекс $j = 1$ соответствует величинам, относящимся к области $x < -a$, а $j = 2$ – к области $x > a$. В формуле (5) и далее для $j = 1$ следует выбирать нижний знак, а для $j = 2$ – верхний.

В случае одной границы раздела в плоскости $x = 0$ при $U_j = U_0$, $W_j = 0$ и $a = 0$ из (5) получается одно граничное условие, приведенное в [18] для линейного плоского дефекта, а при $U_j = 0$, $W_j = W_0$ и $a = 0$ в случае нелинейного плоского дефекта – условие [10–12]. Для системы двух плоскопараллельных дефектов с линейным взаимодействием при $U_j = U_0$, $W_j = 0$ и $a \neq 0$ из (5) получаются граничные условия [8]. При $U_j = 0$, $W_j \neq 0$, и $a \neq 0$ из (5) имеют место граничные условия, использованные в [27] для двух плоскопараллельных дефектов с преобладающим нелинейным откликом. В настоящей работе проанализирован только случай одинаковых значений соответствующих характеристик слоев и их границ раздела.

Если частота волны лежит в диапазоне $\Omega_0 < \omega < \min\{\Omega_j\}$, то нелинейное уравнение Шредингера (2) имеет решение:

$$\psi(x) = \begin{cases}\psi_{0j}\exp(\mp q_j(x \mp a)), & |x| > a,\\ A_s\mathrm{sn}(q_s(x - x_s), k), & |x| < a,\end{cases} \quad (6)$$

где

$$q_j^2 = 2m(\Omega_j - \omega), \quad A_s^2 = q_s^2\big/(mg),$$
$$q_s^2 = 2m(\omega - \Omega_0)\big/(1 + k^2),$$

k – модуль эллиптической функции sn, $0 < k < 1$. Выражение (6) описывает поле, периодическим образом распределенное во внутреннем слое и экспоненциально затухающее в линейных полупространствах. Данное состояние советует нелинейной световой волне, распространяющейся вдоль оптического слоя и локализованной в диэлектрических обкладках.

Подстановка (6) в (4) позволяет получить выражения для амплитуд затухающего в линейных полупространствах поля (т.е. амплитуд колебаний поля на границах раздела):

$$\psi_{0j} = \pm q_s\mathrm{sn}(q_s(a \mp x_s), k)\big/(mg)^{1/2}. \quad (7)$$

Подстановка (6) в (5) с учетом (7) приводит к паре дисперсионных соотношений, определяющих зависимость частоты нелинейной волны от параметров слоев и их границ раздела:

$$\begin{gathered}Q_j(\omega) + D_j(\omega, U_j, W_j) = 0,\\ Q_j(\omega) = q_s\mathrm{cn}(q_s(a \mp x_s), k)\times\\ \times dn(q_s(a \mp x_s), k)\big/\mathrm{sn}(q_s(a \mp x_s), k) - q_j,\\ D_j(\omega, U_j, W_j) = 2m\{U_j + V_j q_s^2\mathrm{sn}^2(q_s(a \mp x_s), k)\},\end{gathered} \quad (8)$$

где $V_j = W_j/g$ – отношение параметра нелинейности границы к параметру нелинейности внутреннего слоя.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе интересны эффекты несимметричной локализации, возникающие вследствие различия параметров слоев и их границ раздела, когда $\Omega_1 \neq \Omega_2$, $U_1 \neq U_2$, $W_1 \neq W_2$. Будем рассматривать состояния специального вида, для которых $x_s = 0$. Для таких состояний из (7) следует, что они соответствуют противофазным колебаниям: $\psi_{01} = -\psi_{02}$. В длинноволновом приближении $q_s a \ll 1$, когда частота близка к краю спектра при $|\omega - \Omega_0| \ll (1+k^2)/2ma^2$, из дисперсионных уравнений (8) можно получить выражение для частоты в явном виде:

$$\omega = \Omega_0 + (1+k^2)\times$$
$$\times\{-1 \pm [1 - 4a_jc_j/(1+k^2)^2]^{1/2}\}/4ma_j, \quad (9)$$

где

$$a_j = 4a^2V_j(1/a + 2mU_j),$$
$$c_j = (1/a + 2mU_j)^2 - 2m(\Omega_j - \Omega_0).$$

Следует отметить, что выражение (9) справедливо при условии, что параметры слоев и их границ раздела связаны соотношением:

$$\{-1 \pm [1 - 4a_1c_1/(1+k^2)^2]^{1/2}\}/a_1 =$$
$$= \{-1 \pm [1 - 4a_2c_2/(1+k^2)^2]^{1/2}\}/a_2.$$

Из данной связи выражается эллиптический модуль k, который тогда перестает быть свободным параметром. Для существования локализованной около внутреннего слоя нелинейной волны с частотой (9) параметры слоев и их границ раздела должны удовлетворять также условию: $4a_jc_j < (1+k^2)^2$.

Проанализируем далее дисперсионные соотношения (8) в других частных случаях.

1. Слабо нелинейный отклик границ, когда в пределе можно положить $W_0 = 0$. В этом случае частота локализованной около внутреннего слоя нелинейной волны в длинноволновом приближении определяется выражением:

$$\omega = \Omega_j + (1/a + 2mU_j)^2/2m. \quad (10)$$

Из (7) можно получить амплитуды длинноволновых колебаний поля на границах с частотой (10):

$$\psi_{0j} = \pm\frac{a\{2m(\Omega_j - \Omega_0) - (1/a + 2mU_j)^2\}}{(1+k^2)\sqrt{mg}}. \quad (11)$$

Параметры слоев и их границ раздела должны удовлетворять условиям: $U_j < 1/2ma$ и $\Omega_2 - \Omega_1 = (U_2 - U_1)\{1/a + 2m(U_1 + U_2)\}$. В этом случае получается, что обе границы должны быть притягивающими для локализации волны вдоль слоев.

2. Преобладающий нелинейный отклик границ, когда в пределе можно положить $U_0 = 0$. В этом случае частота локализованной около внутреннего слоя нелинейной волны в длинноволновом приближении определяется выражением:

$$\omega = \Omega_0 + \frac{1+k^2}{2a}\sqrt{\frac{\Omega_2 - \Omega_1}{ma(V_2 - V_1)}}. \quad (12)$$

Из (7) можно получить амплитуды длинноволновых колебаний поля на границах с частотой (12):

$$\psi_{0j} = \pm\sqrt{\frac{\Omega_2 - \Omega_1}{ga(V_2 - V_1)}}. \quad (13)$$

Параметры слоев и их границ раздела должны удовлетворять или условию $\Omega_2 > \Omega_1$ и $V_2 > V_1$, или условию $\Omega_2 < \Omega_1$ и $V_2 < V_1$. Знаки параметров нелинейного отклика обеих границ раздела слоев могут быть различными, т.е. одна из них может обладать фокусирующей нелинейностью, а другая – дефокусирующей.

3. Теперь рассмотрим случай, когда параметры слоев одинаковы $\Omega_1 = \Omega_2$, а характеристики границ по-прежнему различные: $U_1 \neq U_2$, $W_1 \neq W_2$. В этом случае частота локализованной около внутреннего слоя нелинейной волны в длинноволновом приближении определяется выражением:

$$\omega = \Omega_0 + \frac{1+k^2}{2a}\sqrt{\frac{U_1 - U_2}{m(V_2 - V_1)}}. \quad (14)$$

Из (7) можно получить амплитуды длинноволновых колебаний поля на границах с частотой (14):

$$\psi_{0j} = \pm\sqrt{\frac{U_1 - U_2}{g(V_2 - V_1)}}. \quad (15)$$

Параметры границ раздела должны удовлетворять либо условию $U_1 > U_2$ и $V_2 > V_1$, либо условию $U_1 < U_2$ и $V_2 < V_1$. Локализованные состояния такого вида существуют, только если границы раздела слоев обладают внутренними нелинейными свойствами, причем характеристики границ должны быть различными по величине.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, установлено, что в трехслойной структуре типа сэндвича, в которой внутренний оптический нелинейный слой с дефокусировкой находится между диэлектрическими полупространствами, разделенными границами раздела с нелинейными свойствами, вдоль слоев может распространяться нелинейная локализованная волна возмущения напряженности эклектического поля. Найдены частоты длинноволновых колебаний в явном аналитическом виде, и проанализированы условия их существования.

Описано новое свойство, заключающееся в том, что локализация поля вдоль слоев может происходить при различных знаках нелинейного отклика обеих границ раздела слоев: одна из них может обладать фокусирующей нелинейностью, а другая – дефокусирующей. Также определена частота, при которой локализация волны будет происходить, только если границы раздела будут обладать выраженным нелинейным откликом (в случае оптической системы – сильным эффектом Керра с нелинейными показателями преломления, значения которых могут быть различны).

Представляется важным то, что локализация светового поля возможна при различных нелинейных показателях преломления внутри тонких граничных слоев, разделяющих широкие слои трехслойной структуры. Управляя их значениями в ходе создания оптической системы типа сэндвича, можно получать заданные частоты локализации светового поля вдоль слов. Полученные результаты способствуют развитию и совершенствованию технологий разработки оптических систем, основанных на многослойных структурах [1, 2], использующих свойства границ раздела слоев.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zhang D., Li Z., Hu W., Cheng B.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 2431. https://doi.org/10.1063/1.114597
2. *Naim B.A.* // Chin. J. Phys. 2017. V. 55. P. 2384. https://doi.org/10.1016/j.cjph.2017.10.008
3. *Ахмедиев Н.Н.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 545.
4. *Boardman A.D., Shabat M.M., Wallis R.F.* // J. Phys. D. 1991. V. 24. P. 1702. https://doi.org/10.1088/0022-3727/24/10/002
5. *Ashour H.S., Assa'd A.I.* // Turk. J. Phys. 2012. V. 36. P. 207. https://doi.org/10.3906/fiz-1106-8
6. *Михалаке Д., Назмитдинов Р.Г., Федянин В.К.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1989. Т. 20. № 1. С. 198.
7. *Коровай О.В., Хаджи П.И.* // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 364. https://doi.org/10.1134/1.1553548
8. *Герасимчук И.В., Ковалев А.С.* // ФНТ. 2000. Т. 26. № 8. С. 799. https://doi.org/10.1063/1.1289129
9. *Савотченко С.Е.* // ЖЭТФ. 2018. Т. 153. № 2. С. 339. https://doi.org/10.1134/S1063776118020061
10. *Gerasimchuk I.V., Gorbach P.K., Dovhopolyi P.P.* // Ukr. J. Phys. 2012. V. 57. P. 678.
11. *Герасимчук И.В.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 121. № 4. С. 596. https://doi.org/10.1134/S1063776115100076
12. *Savotchenko S.E.* // Mod. Phys. Lett. B. 2018. V. 32. № 10. P. 1850120. https://doi.org/10.1142/S0217984918501208
13. *Косевич А.М., Ковалев А.С.* Введение в нелинейную физическую механику. Киев: Наукова думка, 1989. 304 с.
14. *Kivshar Y.S., Agrawal G.P.* Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals. San Diego: Academic Press, 2003. 540 p.
15. *Fibich G., Sivan Y., Weinstein M.I.* // Phys. D. 2006. V. 217. P. 31. https://doi.org/10.1016/j.physd.2006.03.009
16. *Murali R., Senthilnathan K., Porsezian K.* // J. Phys. B. 2008. V. 41. P. 025401. https://doi.org/10.1088/0953-4075/41/2/025401
17. *Kivshar Y.S., Kosevich A.M., Chubykalo O.A.* // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 1677. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.41.1677
18. *Богдан М.М., Герасимчук И.В., Ковалев А.С.* // Физика низких температур. 1997. Т. 23. С. 197. https://doi.org/10.1063/1.593346
19. *Савотченко С.Е.* // Изв. вузов. Физика. 2004. Т. 47. № 5. С. 79. https://doi.org/10.1023/B:RUPJ.0000046330.92744.73
20. *Sukhorukov A.A., Kivshar Yu.S.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 083901. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.083901
21. *Kartashov Y.V., Malomed B.A., Torner L.* // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 247. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.247
22. *Савотченко С.Е.* // Конденсированные среды и межфазные границы. 2017. № 2. С. 291. https://doi.org/10.17308/kcmf.2017.19/205
23. *Савотченко С.Е.* // Конденсированные среды и межфазные границы. 2017. Т. 19. № 4. С. 567. https://doi.org/10.17308/kcmf.2017.19/238
24. *Савотченко С.Е.* // ЖТФ. 2017. Т. 62. № 12. С. 1776. https://doi.org/10.1134/S1063784217120210
25. *Савотченко С.Е.* // Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер. Физика. Математика. 2018. № 1. С. 44.
26. *Савотченко С.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. № 8. С.481. https://doi.org/10.7868/S0370274X18080027
27. *Савотченко С.Е.* // Нелинейный мир. 2018. № 3. С. 25.

Controlling Properties of Interfaces in Nonlinear Sandwich Type Structures with a Defocusing Internal Layer

S. E. Savotchenko*

Belgorod State Technological University named after Shukhov, Belgorod, 308012 Russia

**e-mail: savotchenkose@mail.ru*

The model of a three-layer optical structure, in which plane-parallel interfaces have their own nonlinear properties, is considered. The internal layer of finite thickness is an optically transparent medium with a defocusing Kerr nonlinearity contacting with dielectric linear half-spaces outside. The mathematical formulation of the model is reduced to a nonlinear Schrödinger equation with a positive coefficient of cubic nonlinearity and a nonlinear self-consistent potential. A nonlinear light wave is analytically shown to exist in the system, propagating along the optical layer and localized in the dielectric plates. The frequencies of localization of the light field in this structure are obtained and the conditions for their existence are determined for various media characteristics and their interfaces. The light field is shown to localize along the layers at different signs of the nonlinear response of the layer interfaces in the three-layer structure, when one of them is characterized by focusing nonlinearity and the other by defocusing one.

Keywords: localized states, nonlinear Schrödinger equation, planar defect, interface, layered media, nonlinearity coefficient.