01

Поверхностные волны на границе фоторефрактивного кристалла и среды с положительной керровской нелинейностью

© *С.Е. Савотченко*

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

E-mail: savotchenkose@mail.ru

Поступила в Редакцию 19 октября 2019 г.
В окончательной редакции 19 октября 2019 г.
Принята к публикации 25 октября 2019 г.

Описаны типы нелинейных поверхностных волн необыкновенной поляризации, возникающие на границе раздела фоторефрактивного кристалла и среды с положительной керровской нелинейностью. Показано, что в такой системе могут существовать нелинейные поверхностные волны несимметричного профиля двух типов. Волны первого типа затухают при удалении от границы раздела без осцилляций как в глубину фоторефрактивного кристалла, так и керровского, а волны второго типа затухают в глубину фоторефрактивного кристалла с осцилляциями. Получены дисперсионные соотношения и указаны условия существования всех описанных типов волн в зависимости от оптических характеристик кристаллов.

Ключевые слова: граница раздела сред, фоторефрактивный кристалл, оптическая нелинейная среда, нелинейные поверхностные волны.

DOI: 10.21883/FTT.2020.06.49345.624

1. Введение

Существует множество теоретических работ, посвященных описанию поверхностных электромагнитных волн (плазмонов, поляритонов) на границах различных сред [1–7]. Особое значение имеют исследования свойств поверхностных волн в различных нелинейных оптических средах, таких как фоторефрактивные кристаллы [8–11] и среды с эффектом Керра [12]. Однако особенности распространения нелинейных поверхностных волн на границах сред, в которых нелинейные эффекты обусловлены различными механизмами перераспределения плотности зарядов и индицированного ими поля, остаются мало изученными. Поэтому требуют детального анализа многие практически важные аспекты, в частности, закономерности формирования нелинейных поверхностных волн с несимметричным профилем, возникающих вблизи границ между фоторефрактивными кристаллами и другими нелинейными оптическими средами.

В большинстве существующих теоретических работ рассматривается локализация возбуждений электромагнитного поля вблизи границ раздела сред с одинаковыми по физической природе формами нелинейности (наиболее часто встречающийся случай — контакт двух сред с керровской нелинейностью [13–18]), либо на границе раздела линейной и нелинейной сред [19–22].

В настоящей работе предлагается теоретичное описание новых типов нелинейных локализованных состояний, соответствующих поверхностным волнам на границе двух оптических сред с различными по физической природе формами нелинейности: фоторефрактивного кристалла и кристалла с керровской нелинейностью. Очевидно, что такие поверхностные волны будут иметь несимметричный профиль относительно границы раздела сред.

2. Формулировка модели

Рассмотрим контакт одноосного фоторефрактивного кристалла с диффузионным механизмом формирования нелинейности и одноосного кристалла с керровской нелинейностью (далее будем для краткости называть его керровским кристаллом) в отсутствии приложенного внешнего поля. Границу раздела кристаллов будем считать настолько тонкой, что можно будет пренебречь оптическими эффектами внутри нее.

Будем изучать P-поляризованные нелинейные поверхностные волны, для которых $E_y = 0$, $H_x = H_z = 0$, т.е. волны с необыкновенной поляризацией (TM-волны). Так как будет рассматриваться скользящее распространение светового пучка, то можно пренебречь анизотропией показателя преломления и использовать одноосное приближение.

Пусть полярная ось фоторефрактивного кристалла направлена вдоль оси x. TM-волна распространяется вдоль оси z. Граница раздела между фоторефрактивным и керровским кристаллами расположена в плоскости $x = 0$. Фоторефрактивный кристалл занимает полупространство $x > 0$, а керровский — полупространство $x < 0$.

Будем рассматривать только стационарное распределение поля поверхностной волны. Из системы уравнений Максвелла в рассматриваемом случае получается уравнение для отличной от нуля компоненты вектора магнитного поля

$$\Delta H_y + k^2(x)H_y = 0, \tag{1}$$

где Δ — двумерный оператор Лапласа по координатам x и z,

$$k(x) = k_0\{n_{j0}(x) + \Delta n_j(x)\},$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 — длина волны света в вакууме, n_{j0} — невозмущенные показатели преломления, Δn_j — нелинейные добавки к ним, которые считаются малыми ($\Delta n_j \ll n_{j0}$), $j = 1$, 2. Здесь и далее значение индекса $j = 1$ соответствует величине, характеризующей фоторефрактивный кристалл в области $x > 0$, а значение индекса $j = 2$ соответствует величине, характеризующей керровский кристалл в области $x < 0$.

Нелинейная добавка к показателю преломления фоторефрактивного кристалла формируется в результате диффузионного механизма нелинейности [23]. Если пренебречь темновой интенсивностью по сравнению с интенсивностью поверхностной волны, то нелинейную добавку к показателю преломления фоторефрактивного кристалла можно представить в виде [9,10,23]:

$$\Delta n_1(x) = \frac{1}{2}\, n_{10}^3 r_{eff}\, \frac{k_B T}{e} \frac{I_1'}{I_1}$$

где штрихи здесь и далее означают производные по координате x, r_{eff} — эффективный электрооптический коэффициент, k_B — константа Больцмана, T — температура, e — модуль заряда электрона, $I_j \propto |H_j|^2$ — интенсивность светового пучка в поверхностной волне.

Нелинейная добавка к показателю преломления керровского кристалла пропорциональна интенсивности: $\Delta n_2(x) \propto I_2$. Для нее будем использовать выражение в виде: $\Delta n_2(x) = \alpha|H_2|^2$, α — коэффициент керровской нелинейности. В данной работе он считается постоянным и положительным, что соответствует керровской среде с фокусировкой.

Предполагая, что установившееся распределение поля в распространяющейся вдоль оси z волне представимо в виде

$$H_y(x, z) = H_j(x)e^{i\beta k_0 z},$$

где β — константа распространения, в рассматриваемом приближении с учетом малости темновой интенсивности по сравнению с интенсивностью поверхностной волны и малости невозмущенных показателей преломления по сравнению с нелинейными добавками к ним, из (1) можно получить уравнения

$$H_1'' + \mu H_1' + \left(n_{10}^2 - \beta^2\right) k_0^2 H_1 = 0, \tag{2}$$

$$H_2'' + \left(n_{20}^2 - \beta^2\right) k_0^2 H_2 + g|H_2|^2 H_2 = 0, \tag{3}$$

где обозначили $\mu = 2k_0^2 n_{10}^4 r_{eff}\, k_B T/e$ — коэффициент затухания волны в фоторефрактивном кристалле, $g = 2\alpha k_0^2 n_{20}$ — коэффициент нелинейности в керровском кристалле (в данной работе он считается положительной величиной).

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на границе кристаллов следуют граничные условия

$$H_1(0) = H_2(0) = H_0, \tag{4}$$

$$\frac{1}{\varepsilon_1} H_1'(0) = \frac{1}{\varepsilon_2} H_2'(0), \tag{5}$$

где H_0 — амплитуда поля на границе раздела, $\varepsilon_j \propto n_{j0}^2$ — линейные (невозмущенные) части диэлектрических проницаемостей фоторефрактивного и керровского кристаллов соответственно.

Таким образом, математическая формулировка модели для описания нелинейных поверхностных волн на границе фоторефрактивного и керровского кристаллов сводится к уравнениям (2) и (3) с граничными условиями (4) и (5).

3. Нелинейные поверхностные волны

Уравнение (2) имеет два типа исчезающих на бесконечности решений в зависимости от соотношения между значениями константы распространения, коэффициента затухания и невозмущенного показателя преломления в фоторефрактивном кристалле. Амплитуда волны первого типа затухает без осцилляций при удалении от границы раздела вглубь фоторефрактивного кристалла, а второго — осциллирующим образом [24].

Решения нелинейного уравнения (3) определяются знаком коэффициента нелинейности g и знаком разности $n_{20}^2 - \beta^2$. В зависимости от их комбинаций возникает несколько типов нелинейных поверхностных волн несимметричного профиля.

В настоящей работе будем рассматривать керровскую среду только с положительным коэффициентом нелинейности.

3.1. Затухающие без осцилляций волны

При $g > 0$ и $\max\left\{n_{20}, \sqrt{n_{10}^2 - \mu^2/4k_0^2}\right\} < \beta < n_{10}$ решение уравнений (2) и (3) представимы в виде

$$H_1(x) = e^{-\mu x/2}\left(Ae^{\nu x} + Be^{\nu x}\right), \tag{6}$$

$$H_2(x) = \sqrt{\frac{2}{g}} \frac{q}{\operatorname{ch} q(x - x_0)}. \tag{7}$$

где

$$\nu^2 = \frac{1}{4}\left\{\mu^2 - 4k_0^2\left(n_{10}^2 - \beta^2\right)\right\}, \tag{8}$$

$$q^2 = k_0^2\left(\beta^2 - n_{20}^2\right). \tag{9}$$

Подстановка решений (6) и (7) в граничные условия (4) и (5) приводит к выражениям для параметров поля в фоторефрактивном кристалле

$$A = \frac{q}{\nu\sqrt{2g}\operatorname{ch} qx_0}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\, q \operatorname{th} qx_0 + \frac{\mu}{2} + \nu\right), \tag{10}$$

$$B = -\frac{q}{\nu\sqrt{2g}\operatorname{ch} qx_0}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\, q \operatorname{th} qx_0 + \frac{\mu}{2} - \nu\right). \tag{11}$$

Нелинейная поверхностная волна с неосциллирующим профилем (6) может затухать в глубину фоторефрактивного кристалла немонотонно или монотонно. Монотонное затухания волны в глубь фоторефрактивного кристалла может происходить в двух случаях:

1) $A = 0$ и тогда $H_0 = B$ или

2) $B = 0$ и тогда $H_0 = A$.

Тогда из (10) и (11) получается

$$\nu = \mp\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\, q \operatorname{th} q x_0 + \frac{\mu}{2}\right), \tag{12}$$

где выбирается знак „$-$" для $A = 0$ и „$+$" для $B = 0$. В этих случаях распределение поля (6) в монотонной затухающей поверхностной волне в фоторефрактивном кристалле принимает вид

$$H_1(x) = H_0 e^{-\gamma x},$$

где амплитуда поля на границе раздела

$$H_0 = \sqrt{2} q \big/ \sqrt{g} \operatorname{ch} q x_0, \tag{13}$$

коэффициент затухания

$$\gamma = -\varepsilon_1 q \operatorname{th} q x_0 / \varepsilon_2.$$

Для положительности коэффициента затухания в монотонной убывающей волне должно быть $x_0 < 0$. Такая монотонно убывающая волна существует при фиксированной связи константы распространения, коэффициентов преломления и других физических характеристик фоторефрактивного и керровского кристаллов, определяемой выражением (12).

В отличие от такой монотонной убывающей поверхностной волны, поверхностная волна, в котором поле в фоторефрактивном кристалле описывается выражением (6), может иметь экстремум на расстоянии $x_m = \nu^{-1} \ln I$, где

$$I = \frac{(\nu + \mu)(\nu - \mu/2 - (\varepsilon_1/\varepsilon_2) g \operatorname{th} q x_0)}{(\nu - \mu)(\nu + \mu/2 + (\varepsilon_1/\varepsilon_2) g \operatorname{th} q x_0)}.$$

Экстремальное значение амплитуды поля, достигаемое на расстоянии xm от границы раздела в глубину фоторефрактивного кристалла, можно оценить по формуле

$$H_m = \frac{q I^{-(\nu+\mu/2)}}{\nu \sqrt{2g} \operatorname{ch} q x_0} \left(\frac{2\varepsilon_1 q(\nu^2 + \mu^2/4) \operatorname{th} q x_0}{\varepsilon_2(\nu^2 - \mu^2/4)} - \mu\right).$$

3.2. Затухающие с осцилляциями волны

Если теперь считать, что $n_{20} < \beta < \sqrt{n_{10}^2 - \mu^2/4k_0^2}$, то при $g > 0$ решение уравнения (3) остается в виде (7), а решение уравнения (2) примет вид

$$H_1(x) = H_0 e^{-\mu x/2} \cos(px + \varphi) / \cos\varphi, \tag{14}$$

$$p^2 = -\nu^2 = \frac{1}{4}\left\{4k_0^2\left(n_{10}^2 - \beta^2\right) - \mu^2\right\}. \tag{15}$$

Распределение поля (14) в поверхностной волне затухает с осцилляциями при удалении от границы раздела в глубину фоторефрактивного кристалла. Характерный период осцилляций поля: $\Lambda = 2\pi/p$, глубина проникновения в фоторефрактивный кристалл: $l = 2/\mu$. Затухание поля в глубину керровского кристалла по-прежнему происходит без осцилляций.

Подстановка решений (7) и (14) в граничные условия (4) и (5) приводит к амплитуде поля H_0 в фоторефрактивном кристалле в виде (13), а также к дисперсионному соотношению

$$p \operatorname{tg}\varphi = -\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\, q \operatorname{th} q x_0 + \frac{\mu}{2}\right). \tag{16}$$

Дисперсионное соотношение (16), определяющее зависимость константы распространения от коэффициентов преломления и других физических характеристик фоторефрактивного и керровского кристаллов, можно проанализировать в различных предельный случаях.

В частности, при $\varphi = 0$ и $q x_0 \ll 1$ из (16) можно получить в явном виде закон дисперсии

$$\beta^2(x_0) = n_{20}^2 - \frac{\mu\varepsilon_2}{2\varepsilon_1 x_0 k_0^2}. \tag{17}$$

Волна с законом дисперсии (17) существует при $x_0 < 0$.

При $x_0 = 0$ и меняющемся φ из (16) получается закон дисперсии в виде

$$\beta^2(\varphi) = n_{10}^2 - \frac{\mu^2}{4k_0^2}\left(1 + \operatorname{ctg}^2\varphi\right). \tag{19}$$

Условие существования такой волны с законом дисперсии (18) определятся неравенством: $\operatorname{ctg}^2\varphi < 4k_0^2 n_{10}^2/\mu^2 - 1$.

При $q x_0 \ll 1$ и меняющемся φ из (16) получается закон дисперсии в виде

$$\beta^2(\varphi) = n_{10}^2 - \frac{\mu^2}{4k_0^2} - \left(\frac{\varepsilon_2 \operatorname{tg}\varphi}{2\varepsilon_1 k_0 x_0}\right)^2 \left\{1 \pm D^{1/2}\right\}, \tag{20}$$

$$D = 1 - f \operatorname{ctg}^2\varphi,$$

$$f = \frac{4\varepsilon_1 x_0}{\varepsilon_2}\left\{\frac{\varepsilon_1 x_0}{\varepsilon_2}\left[\frac{\mu^2}{4} - k_0^2\left(n_{10}^2 - n_{20}^2\right)\right] - \frac{\mu}{2}\right\}.$$

Условие существования такой волны с законом дисперсии (20) определятся неравенством: $\operatorname{tg}^2\varphi > f$.

При меняющемся φ в основном приближении константа распространения зависит от квадрата коэффициента затухания волны в фоторефрактивном кристалле. От коэффициента керровской нелинейности зависит только амплитуда поверхностной волны.

4. Зависимость константы распространения от амплитуды поля

В теории нелинейных колебаний часто такие характеристики как, например, частота, выражаются через амплитуду. Для нелинейных поверхностных волн имеет смысл проанализировать зависимость частоты константы распространения от амплитуды поля на границе раздела кристаллов. В п. 3 проведен анализ поведения константы распространения от свободного (управляющего) параметра x_0, характеризующего положение „центра солитона“ в керровском кристалле. Далее в качестве управляющего параметра выберем величину H_0, определяемую выражением (13). В результате удается найти точные решения дисперсионных уравнений в явном аналитическом виде.

4.1. Зависимость константы распространения от амплитуды монотонно затухающих волн

Если исключить из (12) x_0 с помощью (13), то получится дисперсионное уравнение

$$\nu = \mp\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\sqrt{q^2 - \frac{gH_0^2}{2}} + \frac{\mu}{2}\right), \tag{21}$$

точное решение которого позволяет при использовании (8) и (9) получить зависимость константы распространения от амплитуды в виде

$$\beta^2(H_0) = n_{20}^2 + \frac{1}{2\delta\varepsilon^2 k_0^2}\left\{\left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 - 2\delta\varepsilon d_0 \pm D_0^{1/2}\right\}, \tag{22}$$

$$\delta\varepsilon = 1 - \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2, \quad d_0 = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \frac{gH_0^2}{2} - k_0^2\left(n_{10}^2 - n_{20}^2\right),$$

$$D_0 = \left\{\left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 - 2\delta\varepsilon d_0\right\}^2 - 4\delta\varepsilon^2\left\{d_0^2 + \left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \frac{gH_0^2}{2}\right\}.$$

Из (22) следует, что в случае малоамплитудных колебаний в основном приближении квадрат константы распространения зависит линейно от квадрата амплитуды: $\beta^2(H_0) = n_{20}^2 + aH_0^2$, где a определяется параметрами кристаллов и не зависит от амплитуды H_0.

Если амплитуда на границе раздела кристаллов связана с оптическими характеристиками кристаллов специальным соотношением (получаемым из условия $(\mu\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2 = 2\delta\varepsilon d_0$):

$$H_0^2 = \frac{1}{g}\left\{\frac{\mu^2}{\delta\varepsilon} + 2k_0^2\left(n_{10}^2 - n_{20}^2\right)\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2\right\}, \tag{23}$$

то из (22) следует зависимость константы распространения поверхностной волны

$$\beta^2(H_0) = n_{20}^2 + \frac{1}{k_0^2}\left\{-\frac{1}{\delta\varepsilon}\left[\left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \frac{gH_0^2}{2} + \left(\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \frac{gH_0^2}{2} - k_0^2\left(n_{10}^2 - n_{20}^2\right)\right)^2\right]\right\}^{1/2}, \tag{24}$$

куда подставляется (23). Для существования такой поверхностной волны достаточно того, чтобы линейный показатель преломления фоторефрактивного кристалла был больше линейного показателя преломления керровского кристалла.

В случае малости $\delta\varepsilon \ll 1$, что соответствует тому, что значения линейных показателей преломления фоторефрактивного керровского кристаллов близки, из (21) можно получить константу распространения в виде

$$\beta^2(H_0) = n_{20}^2 + \frac{1}{k_0^2} \times \left\{\frac{gH_0^2}{2} + \left(\frac{\varepsilon_2}{\mu\varepsilon_1}\right)\left(\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \frac{gH_0^2}{2} - k_0^2\left(n_{10}^2 - n_{20}^2\right)\right)^2\right\}. \tag{25}$$

Если линейный показатель преломления фоторефрактивного кристалла много больше линейного показателя преломления керровского кристалла, из (21) можно получить константу распространения в виде

$$\beta^2(H_0) = n_{20}^2 + \frac{gH_0^2}{2k_0^2}. \tag{26}$$

В таком предельном случае $(n_{20} \ll n_{10})$ значение константы распространения при малых амплитудах близко к линейному показателю преломления керровского кристалла, а ее квадрат линейно зависит от квадрата амплитуды поля на границе раздела кристаллов.

Следует отметить, что зависимости (25) и (26) являются приближенными решениями дисперсионного уравнения (21) в отличие от зависимости (22) и ее частных случаев (23) и (24), которые являются точными решениями дисперсионного уравнения (21).

4.2. Зависимость константы распространения от амплитуды затухающих с осцилляциями волн

Если исключить x_0 из (16) с помощью (13), то получится дисперсионное уравнение

$$p\,\mathrm{tg}\,\varphi = -\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\sqrt{q^2 - \frac{gH_0^2}{2}} + \frac{\mu}{2}\right), \tag{27}$$

точное решение которого позволяет при использовании (9) и (15) получить зависимость константы распространения от амплитуды при меняющемся φ в виде

$$\beta^2(H_0,\varphi) = n_{10}^2 - \frac{1}{2\delta\varepsilon_\varphi k_0^2}\left\{\delta\varepsilon_\varphi d_\varphi - \left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \pm D_\varphi^{1/2}\right\}, \tag{28}$$

$$\delta\varepsilon_\varphi = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + \operatorname{tg}^2\varphi,$$

$$b_\varphi = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)\left\{k_0^2\left(n_{10}^2 - n_{20}^2\right) - \frac{gH_0^2}{2}\right\},$$

$$d_\varphi = \frac{\mu^2}{4}\left(1 + \operatorname{tg}^2\varphi\right) + b_\varphi,$$

$$D_\varphi = \left\{\delta\varepsilon_\varphi d_\varphi - \left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2\right\}^2 - 4\delta\varepsilon_\varphi^2\left\{d_\varphi^2\left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 b_\varphi\right\},$$

При $\varphi = 0$ из (28) можно получить закон дисперсии в виде

$$\beta^2(H_0) = n_{20}^2 + \frac{1}{k_0^2}\left\{\left(\frac{\mu\varepsilon_1}{2\varepsilon_2}\right)^2 + \frac{gH_0^2}{2}\right\}, \tag{29}$$

который представляет собой линейную зависимость от квадрата амплитуды поля. Из (28) также следует, что $\operatorname{tg}\varphi < 0$.

Если амплитуда на границе раздела кристаллов связана с оптическими характеристиками кристаллов специальным соотношением (получаемым из условия $(\mu\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2 = 2\delta\varepsilon_\varphi d_\varphi$):

$$H_0^2 = \frac{2}{g}\left\{\frac{\mu^2\varepsilon_2}{2\varepsilon_1}\left(1 + \operatorname{tg}^2\varphi - \frac{2}{a_\varphi}\right) + k_0^2\left(n_{10}^2 - n_{20}^2\right)\right\}, \tag{30}$$

то из (27) следует зависимость константы распространения поверхностной волны

$$\beta^2(H_0,\varphi) = n_{10}^2 - \frac{1}{\delta\varepsilon_\varphi k_0^2}\left\{\left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 b_\varphi - d_\varphi^2\right\}^{1/2}, \tag{31}$$

куда подставляется (30). Для существования такой поверхностной волны должно выполняться условие $(\mu\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2 b_\varphi > d_\varphi^2$.

Если амплитуда на границе раздела кристаллов связана с оптическими характеристиками кристаллов специальным соотношением (получаемым из условия $(\mu\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2 b_\varphi = d_\varphi^2$):

$$H_0^2 = \frac{2}{g}\left\{\frac{\mu^2}{2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - \frac{\varepsilon_2}{2\varepsilon_1}(1 + \operatorname{tg}^2\varphi)\right) + k_0^2(n_{10}^2 - n_{20}^2) \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 - (1 + \operatorname{tg}^2\varphi)}\right\}, \tag{32}$$

то из (28) следует зависимость константы распространения поверхностной волны

$$\beta^2(H_0,\varphi) = n_{10}^2 - \frac{1}{k_0^2}\left\{a_\varphi d_\varphi - \left(\frac{\mu\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2\right\}, \tag{33}$$

куда подставляется (32). Для существования такой поверхностной волны значения φ выбираются из условий: $(\mu\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2 < a_\varphi d_\varphi$ и $\cos\varphi > \varepsilon_2/\varepsilon_1$.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе установлено, что на границе раздела фоторефрактивного кристалла и керровского кристалла с фокусирующей нелинейностью могут существовать нелинейные поверхностные волны несимметричного профиля двух типов. Волны первого типа затухают при удалении от границы раздела без осцилляций как в глубину фоторефрактивного кристалла, так и керровского, а волны второго типа затухают в глубину фоторефрактивного кристалла с осцилляциями. Волны первого типа могут затухать монотонно при определенных условиях связи константы распространения, коэффициентов преломления и других физических характеристик фоторефрактивного и керровского кристаллов.

Возможность существования волн с осциллирующим затуханием при определенных условиях принципиально отличает контакт фоторефрактивного кристалла с фокусирующей керровской средой от контакта двух нелинейных керровских сред или контакта нелинейной и линейной сред. Данное обстоятельство имеет существенное значение для проектирования различных оптических устройств (переключателей, сенсоров), использующих волноводные свойства нелинейных поверхностных волн [25–27].

Список литературы

[1] V. Tekkozyan, A. Babajanyan, K. Nerkararyan. Opt Commun. **305**, 190 (2013).
[2] Y.V. Bludov, D.A. Smirnova, Yu.S. Kivshar, N.M.R. Peres, M.I. Vasilevsky. Phys. Rev. B **89**, 035406 (2014).
[3] I.S. Panyaev, D.G. Sannikov. J. Opt. Soc. Am. B. **33**, 220 (2016).
[4] A.I. Ignatov, I.A. Nechepurenko, D.G. Baranov. Ann. Phys. **528**, 537 (2016).
[5] D. Yang, Tian H. J. Opt. **18**, 1 (2016).
[6] F.I. Haddouche, L. Cherbi. Opt. Commun. **382**, 132 (2017).
[7] Y.M. Aleksandrov, V.V. Yatsishen. J. Nano- and Electronic Phys. **9**, 03039 (2017).
[8] В.Н. Белый, Н.А. Хило. Письма в ЖТФ **23**, 31 (1997).
[9] Д.Х. Усиевич, Б.А. Нурлигареев, В.А. Сычугов, Л.И. Ивлева, П.А. Лыков, Н.В. Богодаев. Квантовая электрон. **40**, 437 (2010).
[10] Д.Х. Усиевич, Б.А. Нурлигареев, В.А. Сычугов, Л.И. Ивлева. Квантовая электрон. **43**, 14 (2013).

[11] С.А. Четкин, И.М. Ахмеджанов. Квантовая электрон. **41**, 980 (2011).
[12] Yu.S. Kivshar, G.P. Agrawal. Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals, Academic Press, San Diego (2003). 540 p.
[13] Yu.S. Kivshar, A.M. Kosevich, O.A. Chubykalo. Phys. Rev. A **41**, 1677 (1990).
[14] F.Kh. Abdullaev, B.B. Baizakov, B.A. Umarov. Opt. Commun. **156**, 341 (1998).
[15] A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar. Phys. Rev. Lett. **87**, 083901 (2001).
[16] С.Е. Савотченко. Изв. вузов. Физика **47**, 79 (2004).
[17] S.E. Savotchenko. Mod. Phys. Lett. B **32**, 1850120 (2018).
[18] С.Е. Савотченко. ЖЭТФ **154**, 514 (2018).
[19] N.N. Ahmediev, V.I. Korneev, U.V. Kuzmenko. JETP **88**, 107 (1985).
[20] С.Е. Савотченко. Конденсированные среды и межфазные границы **19**, 567 (2017).
[21] С.Е. Савотченко. Вестн. ВГУ. Сер.: Физика. Математика **1**, 44 (2018).
[22] S.E. Savotchenko. Surfaces Interfaces **13**, 157 (2018).
[23] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике, Наука, Спб. (1992). 320 с.
[24] V.S. Zuev, J. Russ. Laser Res. **26**, 347 (2005).
[25] N. Zhong, Z. Wang, M. Chen, X. Xin, R. Wu, Y. Cen, Y. Li. Sensors Actuators B **254**, 133 (2018).
[26] D. Zhang, Z. Li, W. Hu, B. Cheng. Appl. Phys. Lett. **67**, 2431 (1995).
[27] T. Strudley, R. Bruck, B. Mills, O.L. Muskens. Light: Science & Applications **3**, e207 (2014).

Редактор Т.Н. Василевская