Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 11, с. 778 – 782

Влияние температуры на перераспределение потока энергии, уносимого поверхностными волнами вдоль границы раздела кристаллов с различными механизмами формирования нелинейного отклика

С. Е. Савотченко[1)]

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

Поступила в редакцию 2 апреля 2019 г.
После переработки 22 апреля 2019 г.
Принята к публикации 23 апреля 2019 г.

Рассмотрена модель контакта одноосного кристалла с диффузионным механизмом формирования нелинейного фоторефрактивного эффекта и кристаллов с нелинейностью керровского типа, как фокусирующей, так и дефокусирующей. Найдены новые типы поперечно-магнитных (ТМ) поляризованных нелинейных поверхностных волн, распространяющихся вдоль контакта таких кристаллов. Полученные типы волн отличаются диапазоном существования и характером затухания поля при удалении от границы раздела. Определены потоки энергии, переносимые такими поверхностными волнами. Показано, что варьирование температуры кристаллов в зоне контакта приводит к перераспределению между контактирующими кристаллами доли мощности излучения, переносимого нелинейными поверхностными волнами.

DOI: 10.1134/S0370274X19110109

Кристаллы с различными нелинейными оптическими эффектами в силу их специфических свойств находят широкое применение в различных технических приложениях [1–5]. К примеру, часто используются нелинейные фоторефрактивные кристаллы (ФК) [6–8] и нелинейные кристаллы с эффектами Поккельса и Керра, которым свойственны линейная и квадратичная зависимости показателя преломления от напряженности электрического поля, соответственно [9].

Большое значение в технических приложениях играют процессы локализации энергии оптического излучения вдоль границ раздела кристаллических слоев. Исследования механизмов управления такими нелинейно-оптическими явлениями обуславливает интерес к теоретическому изучению уникальных свойств поверхностных волн (ПВ), распространяющихся вдоль границ раздела кристаллов.

Хотя исследования в данном направлении проводятся давно [10–14], тем не менее, детального изучения требуют закономерности формирования нелинейных ПВ в гетероструктурах, слои в которых чередуют свои нелинейно-оптические эффекты. Влияние на особенности локализации энергии оптического излучения различных внешних параметров, таких, как температура кристаллической структуры, также недостаточно изучено. В связи с этим в данной работе предлагается теоретическое описание закономерностей перераспределения потоков энергии нелинейных ПВ, распространяющихся вдоль границы раздела двух кристаллов, обладающих нелинейными эффектами первого и второго порядков [9]. Если один из кристаллов характеризуется фоторефрактивным эффектом, а другой – эффектом Керра, то вдоль границы их раздела могут распространяться новые типы нелинейных ПВ.

Несмотря на то, что нелинейные эффекты различных порядков могут преобладать при различных длинах волн, можно подобрать контактирующие среды с близкими диапазонами возбуждения ПВ. В частности, для первых одномодовых волокон рабочий диапазон длин волн 1300–1550 нм, в котором коэффициент потерь не превышает 20 дБ/км [15], позднее были разработаны и более совершенные многомодовые волокна, для которых указанные потери достигаются уже на длине волны 633 нм, причем коэффициент потерь снижается до 2.7 дБ/км при длинах волн 850 нм. В кристаллах дигидрофосфата калия (KH_2PO_4) нелинейный эффект второго порядка проявляется при длинах волн порядка 690 нм [16]. В ФК на основе силленитов, в частности, $Bi_{12}SiO_{20}:Cd$, формирование фоторефрактивной решетки происхо-

[1)]e-mail: savotchenkose@mail.ru

дит при длине волны 633 нм [17]. В фотонных жидкокристаллических волокнах с квадратичной керровской нелинейностью наблюдения за коэффициентом прохождения через сердцевину проводились в диапазоне длин волн 400–1000 нм при варьировании температуры в интервале 10–50 °C [18]. В таком же диапазоне длин волн наблюдалось усиление эффекта Керра в тонких пленках на основе кобальта [19].

Также следует отметить, что инерционность нелинейного отклика среды может "сглаживаться" путем регулировки длительности оптических импульсов, возбуждающих ПВ, поскольку он сказывается, если время отклика нелинейности больше длительности импульса. Поскольку в данной работе рассматриваются только стационарные распределения полей, то при стационарном самовоздействии световых импульсов нелинейная добавка к показателю преломления в нелинейной среде будет зависеть только от квадрата амплитуды стационарного поля как для керровской среды, так и для ФК с диффузионным механизмом перераспределения носителей заряда без учета временной задержки относительно времени релаксации.

Видно, что, в принципе, уже на данный момент можно подобрать контактирующие среды с различными механизмами нелинейного отклика, формирующегося при близких значениях длин волн даже из сравнительно узкого диапазона порядка 630–700 нм, а при дальнейшем развитии материаловедения и совершенствовании технологий изготовления кристаллов с требуемым набором оптических свойств возможно более широкое варьирование указанного диапазона.

Рассмотрим плоский контакт одноосного фоторефрактивного кристалла с диффузионным механизмом формирования нелинейности с одноосным кристаллом с керровской нелинейностью (далее керровским кристаллом – КК) в отсутствии приложенного внешнего поля. Полярная ось ФК направлена вдоль оси x. Граница раздела кристаллов расположена в плоскости $x = 0$. ФК занимает полупространство $x > 0$, а КК – полупространство $x < 0$.

Будем рассматривать только стационарное распределение поля и пусть поперечно-магнитная волна (ТМ-волна), для которой $E_y = 0$, $H_x = H_z = 0$, распространяется вдоль оси z: $H_y(x,z) = H_j(x)\exp(i\beta k_0 z)$, $j = P$, K, β – константа распространения, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 – длина волны света в вакууме. Здесь и далее значение индекса $j = P$ соответствует величинам, характеризующим ФК в области $x > 0$, а $j = K$ – КК в области $x < 0$.

Из системы уравнений Максвелла в рассматриваемом случае в приближении малости нелинейных добавок к невозмущенным показателям преломления получаются уравнения:

$$H_j'' + \delta_{Pj}\Gamma(|H_P|^2)H_P' + (n_j^2 - \beta^2)k_0^2 H_j + \\ + \delta_{Kj}g|H_K|^2 H_K = 0, \quad j = P, K, \tag{1}$$

δ_{ij} – символ Кронекера, n_j – невозмущенные показатели преломления, g – коэффициент нелинейности КК (постоянная величина, положительная для фокусирующей нелинейности и отрицательная для дефокусирующей), $\Gamma(|H_P|^2)$ – нелинейный эффективный коэффициент затухания.

К уравнению (1) добавляются стандартные условия непрерывности компоненты напряженности магнитного поля и его тангенциальной составляющей на границе раздела кристаллов.

При условии, что нелинейный отклик в ФК формируется в результате диффузионного механизма, нелинейный эффективный коэффициент затухания представим в виде: $\Gamma(|H_P|^2) = \mu|H_P|^2/(|H_P|^2 + |H_d|^2)$, $\mu = 2k_0^2 n_P^4 r_{\text{eff}} k_B T/e$ – коэффициент затухания волны в ФК, H_d – эффективная амплитуда темновой засветки, определяющая темновую интенсивность [7, 12–14].

В [12–14] отмечалось, что при $H_d \gg H_P$ величина $\Gamma \to 0$. В данной работе будем рассматривать только случай пренебрежительно малой темновой интенсивности по сравнению с интенсивностью ПВ. Тогда в (1) при $H_d \ll H_P$ эффективный коэффициент затухания становится постоянным, $\Gamma \to \mu$. Такой предельный случай (как осциллятор с постоянным трением) рассматривался в [13, 14] при изучении формирования ПВ вдоль ФК, контактирующего с воздухом, где были описаны два режима затухания ПВ в ФК. Формально ПВ описывалась решениями уравнения (1), представляющими собой связанные граничными условиями на поверхности кристалла экспоненциально спадающим полем в воздухе и затухающим либо апериодически, либо с осцилляциями внутрь кристалла полем ПВ. Принципиальное отличие таких ПВ от рассматриваемых в данной работе состоит в том, что они формируются вдоль контакта ФК с нелинейной средой, характеризуемой квадратичной зависимостью показателя преломления от амплитуды поля. В результате поле в ПВ будет описываться в ФК такими же решениями уравнения (1), как и в [13, 14], но связанными с решениями нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) солитонного типа (а не с экспоненциально спадающим решением линейного уравнения), описывающими профиль поля в КК.

Вдоль границы раздела кристаллов могут распространяться четыре типа ПВ, определяемых знаком керровской нелинейности (фокусирующая/дефокусирующая нелинейность) и диапазоном значений константы распространения (т.е. фактически углом падения возбуждающей волны). Из (1) и граничных условий при сделанных предположениях получается поле ПВ в КК при $x < 0$:

$$H_K(x) = \begin{cases} q\sqrt{2/g}/\operatorname{ch} q(x+x_0), & g > 0, \\ q\sqrt{2/|g|}/\operatorname{sh} q(x+x_0), & g < 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $q^2 = k_0^2(\beta^2 - n_K^2)$, x_0 – положение "центра солитона". В ФК при $x > 0$ поле ПВ имеет вид:

$$H_P(x) = \begin{cases} \frac{H_{0c,s}}{2\nu} e^{-\mu x/2} \Big\{ \left(\nu + \frac{\mu}{2} - \gamma_{c,s}\right) e^{\nu x} + \\ + \left(\nu - \frac{\mu}{2} + \gamma_{c,s}\right) e^{-\nu x} \Big\}, \\ \max\{n_K, \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}\} < \beta < n_P; \\ H_{0c,s} e^{-\mu x/2} \cos(px + \varphi_{c,s})/\cos\varphi_{c,s}, \\ n_K < \beta < \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}, \end{cases} \quad (3)$$

где нижний индекс c соответствует величинам контакта ФК и КК с фокусирующей нелинейностью, а s – с дефокусирующей, $H_{0c} = q\sqrt{2/g}/\operatorname{ch} qx_0$, $H_{0s} = q\sqrt{2/|g|}/\operatorname{sh} qx_0$, $p^2 = -\nu^2 = k_0^2(n_P^2 - \beta^2) - \mu^2/4$, $\gamma_c = n_P^2 q \operatorname{th}(qx_0)/n_K^2$, $\gamma_s = n_P^2 q \operatorname{ctg}(qx_0)/n_K^2$, $\operatorname{tg}\varphi_{c,s} = (\gamma_{c,s} - \mu/2)/p$. Из комбинаций (2) и (3) составляются четыре типа нелинейных ПВ. В качестве управляющего (свободного) параметра можно выбрать или положение "центра солитона" x_0, или амплитуду поля на границе раздела $H_{0c,s}$ в зависимости от конкретных условий и постановки экспериментов.

Сохраняющийся вдоль границы раздела слоев поток энергии, переносимый ПВ, представим в виде суммы потоков в ФК – P_P и КК – P_K:

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} |H(x)|^2 dx = P_P + P_K. \quad (4)$$

С учетом (2), поток в КК можно представить в виде:

$$P_K = \begin{cases} H_{0c}^2 \operatorname{ch}^2 qx_0 (1 + \operatorname{th} qx_0)/q, & g > 0, \\ -H_{0s}^2 \operatorname{sh}^2 qx_0 (1 + \operatorname{cth} qx_0)/q, & g < 0. \end{cases} \quad (5)$$

С учетом (3), поток, уносимый апериодической ПВ в ФК при $\max\{n_K, \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}\} < \beta < n_P$, можно представить в виде:

$$P_P = \frac{H_{0c,s}^2}{4\nu^2} \Big\{ \frac{(\nu + \mu/2 - \gamma_{c,s})^2}{\mu - 2\nu} + \frac{(\nu - \mu/2 + \gamma_{c,s})^2}{\mu + 2\nu} + + \frac{2}{\mu}\left(\nu^2 - \left[\frac{\mu}{2} - \gamma_{c,s}\right]^2\right) \Big\}. \quad (6)$$

Поток, уносимый ПВ, затухающей с осцилляциями в ФК, при $n_K < \beta < \sqrt{n_P^2 - \mu^2/4k_0^2}$ имеет вид:

$$P_P = \frac{H_{0c,s}^2}{2p^2} \Big\{ \frac{p^2 + (\mu/2 - \gamma_{c,s})^2}{\mu} + + \frac{p^2(3\mu - 4\gamma_{c,s}) - \mu(\mu/2 - \gamma_{c,s})^2}{\mu^2 + 4p^2} \Big\}. \quad (7)$$

Получается, что величины потоков в КК не зависят от того, как затухает ПВ в ФК, апериодически или с осцилляциями. Величины потоков в ФК зависят не только от формы затухания, определяемой диапазоном изменения константы распространения, но и от того, какой знак нелинейности будет у контактирующим с ним КК.

При $qx_0 \ll 1$ в основном приближении из (5) получается оценка потока в КК:

$$P_K = \begin{cases} H_{0c}^2/q, & g > 0, \\ -H_{0s}^2 x_0, & g < 0. \end{cases} \quad (8)$$

Для апериодической и затухающей с осцилляциями ПВ при $qx_0 \ll 1$ из (6) и (7) получаются одинаковые значения оценки потока в ФК:

$$P_P = \begin{cases} \frac{H_{0c}^2}{2\mu}\left\{1 + \frac{\mu^2}{k_0^2(n_P^2 - \beta^2)}\right\}, & g > 0, \\ \frac{H_{0s}^2 n_P^2}{2\mu x_0^2 n_K^4 k_0^2 (n_P^2 - \beta^2)}, & g < 0. \end{cases} \quad (9)$$

Будем далее интересоваться зависимостями долей мощности излучения, переносимого ПВ в ФК и КК, соответственно: $\delta P_P = P_P/P$ и $\delta P_K = P_K/P_P$ ($\delta P_P + \delta P_K = 1$). Тогда из (8) и (9) получаются оценки доли мощности излучения, переносимого ПВ в ФК:

$$\delta P_P = \begin{cases} \frac{q\{k_0^2(n_P^2 - \beta^2) + \mu^2\}}{q\mu^2 + k_0^2(n_P^2 - \beta^2)(q + 2\mu)}, & g > 0, \\ \frac{n_P^2}{n_P^4 - 2\mu x_0^3 n_K^4 k_0^2 (n_P^2 - \beta^2)}, & g < 0. \end{cases} \quad (10)$$

Среди параметров, определяющих зависимость (10), и не относящимся к характеристикам кристаллов (показателям преломления), имеются фактически только два, варьирование которых может реализовываться на практике для выбранных материалов контакта: 1) угол падения волны – он связан напрямую с константой распространения β; 2) температура – от нее напрямую зависит коэффициент затухания волны в ФК μ. Считая, что невозмущенный показатель преломления ФК слабо меняется с ростом температуры в диапазоне длин волн, возбуждающих ПВ (к примеру, в кристаллах $LiNO_3$ при длине волны 1064 нм обыкновенный показатель преломления практически не меняется и остается равным 2.234 в диапазоне температур 0–200 °C, а необыкновенный показатель преломления слабо меняется от 2.232 до 2.245 в этом же температурном интервале [16]), будем предполагать, что увеличение температуры ведет к росту коэффициента затухания. Поэтому случай постоянного "сильного трения" будет соответствовать высоким температурам, а "слабого" – низким. Диапазон температур, при которых могут происходить рассматриваемые перераспределения энергии ПВ, с учетом того, что фоторефрактивный эффект при сильном нагревании слабеет [20], будем ограничивать до порядка 400 °C, когда зависимостью показателей преломления от температуры можно пренебречь.

С ростом температуры, как следует из (10), в случае контакта ФК с КК с фокусирующей нелинейностью происходит перераспределение доли энергии из КК в ФК (в пределе $\delta P_P \to 1$), а в случае контакта ФК с КК с дефокусирующей нелинейностью – наоборот ($\delta P_P \to 0$). Зависимость δP_P от температуры при $g < 0$ монотонная независимо от того, затухает ПВ с осцилляциями, или без. При $g > 0$ она монотонная только для апериодически затухающих ПВ.

Для затухающих с осцилляциями ПВ зависимость δP_P имеет температурный минимум, а δP_K – температурный максимум соответственно (см. рис. 1). Максимум доли энергии в КК (минимум

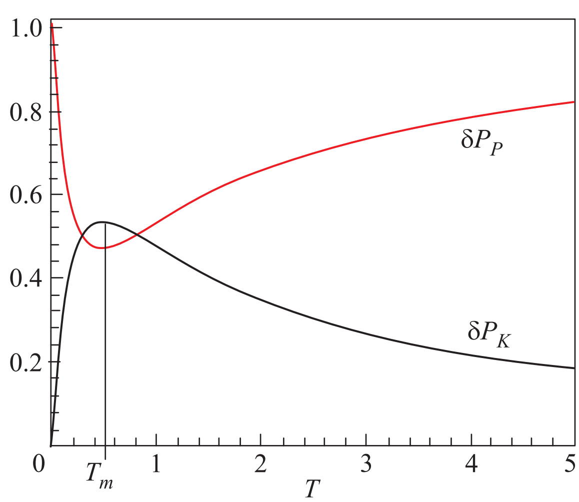

Рис. 1. (Цветной онлайн) Характерные зависимости распределения долей мощности излучения, переносимого ПВ в ФК и КК от температуры в отн. ед., построенные по формуле (10) для модельных значений параметров кристаллов ($k_0 = 1$; $n_P = 0.7$; $n_K = 0.25$; $\beta = 0.5$)

доли энергии в ФК) достигается при температуре, значение которой можно оценить по формуле: $T_m = (n_P^2 - \beta^2)^{1/2}(e/2k_0 n_P^4 r_{\text{eff}} k_B)$.

Максимальное значение доли энергии ПВ в КК определяется выражением $\delta P_K(T_m) = \sqrt{n_P^2 - \beta^2}/(\sqrt{\beta^2 - n_K^2} + \sqrt{n_P^2 - \beta^2})$. Значение температуры, при которой достигается максимальное значение доли энергии ПВ в КК, определяется оптическими характеристиками ФК, в то время как само максимальное значение доли энергии определяется показателями преломления обоих кристаллов.

При низких температурах в случае контакта ФК с КК как с фокусирующей, так и с дефокусирующей нелинейностями, происходит перераспределение доли энергии из ФК в КК (в пределе $\delta P_P \to 1$).

Следует отметить, что от температуры также зависят и такие характеристики ПВ, как глубина ее локализации $l_P = 2/\mu = e/k_0^2 n_{P0}^4 r_{\text{eff}} k_B T$ и период пространственных осцилляций затухания поля в ФК $\Lambda_P = 2\pi/p = 2\pi \operatorname{tg}\varphi_{c,s}/(\gamma_{c,s} - k_0^2 n_P^4 r_{\text{eff}} k_B T/e)$. Увеличение температуры приводит к уменьшению глубины локализации энергии затухающих с осцилляциями ПВ, а также периода пространственных осцилляций затухания поля в ФК.

Таким образом, в данной работе показано, что вдоль границы ФК и КК могут распространяться несколько типов нелинейных ПВ, различающихся характером затухания, и существующих в различных диапазонах значений константы распространения и знака керровской нелинейности. Определены в явном аналитическом виде потоки и доли мощности излучения, переносимые такими ПВ. Проанализировано влияние температуры на перераспределение доли энергии излучения вдоль границы между контактирующими кристаллами. Показано, что температура, при которой в КК доля мощности излучения достигает максимального значения, определяется оптическими характеристиками только ФК, а величина максимальной доли мощности определяется оптическими характеристиками обоих контактирующих кристаллов.

Полученные в работе результаты могут иметь значение при проектировании основанных на использовании свойств ПВ элементов технических приложений, испытывающих в ходе эксплуатации нагрев или переходы в различные температурные режимы.

1. P. M. Petersen, A. Marrakchi, P. Buchhave, and P. E. Andersen, Ferroelectics **174**, 149 (1995).
2. E. Canoglu, C. M. Yang, and E. Garmire, Appl. Phys. Lett. **69**, 316 (1996).

3. S. J. Jensen, *Spatial Structures and Temporal Dynamics in Photorefractive Nonlinear Systems*, Roskilde, Denmark (1999), 115 p.
4. K. Buse, C. Denz, and W. Krolikowski, Appl Phys. B **95**, 389 (2009).
5. G. Bettella, R. Zamboni, G. Pozza, A. Zaltron, C. Montevecchi, M. Pierno, G. Mistura, C. Sada, L. Gauthier-Manuel, and M. Chauvet, Sensors and Actuators B: Chem. **282**, 391 (2019).
6. D. Kip, Applied Physics B: Lasers and Optics **67**, 131 (1998).
7. М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*, СПб., Наука, С.-Петерб. отд-ние (1992), 317 с.
8. А. П. Виноградов, С. Г. Ерохин, А. Б. Грановский, М. Инуе, Радиотехника и электроника **49**, 726 (2004).
9. Г. П. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, Мир, М. (1996), 323 с.
10. В. Н. Белый, Н. А. Хило, Письма в ЖТФ **23**, 31 (1997).
11. T. H. Zhang, X. K. Ren, B. H. Wang, C. B. Lou, Z. J. Hu, W. W. Shao, Y. H. Xu, H. Z. Kang, J. Yang, D. P. Yang, L. Feng, and J. J. Xu, Phys. Rev. A **76**, 013827 (2007).
12. С. А. Четкин, И. М. Ахмеджанов, Квантовая электроника **41**, 980 (2011).
13. Д. Х. Усиевич, Б. А. Нурлигареев, В. А. Сычугов, Л. И. Ивлева, П. А. Лыков, Н. В. Богодаев, Квантовая электроника **40**, 437 (2010).
14. Д. Х. Усиевич, Б. А. Нурлигареев, В. А. Сычугов, Л. И. Ивлева, Квантовая электроника **41**, 924 (2011).
15. В. Г. Беспрозванных, В. П. Первадчук, *Нелинейные эффекты в волоконной оптике*, Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, Пермь (2011) 228 с.
16. Г. Г. Гурзадян, В. Г. Дмитриев, Д. Н. Никогосян, *Нелинейно-оптические кристаллы: Свойства и применение в квантовой Электронике*, Радио и связь, М. (1991), 159 с.
17. О. В. Кобозев, С. М. Шандаров, Р. В. Литвинов, Ю. Ф. Каргин, В. В. Волков, ФТТ **40**, 2037 (1998).
18. U. A. Laudyn, K. A. Rutkowska, R. T. Rutkowski, M. A. Karpierz, T. R. Wolinski, and J. Wojcik, Cent. Eur. J. Phys. **6**(3), 612 (2008).
19. В. В. Поляков, К. П. Полякова, В. А. Середкин, Г. С. Патрин, Письма в ЖТФ **38**, 15 (2012).
20. О. В. Бутов, К. М. Голиант, А. Л. Томашук, Квантовая электроника **30**, 517 (2000).