

05:07

## Фоторефрактивные щелевые волны

© С.М. Шандаров, Е.С. Шандаров

Государственная академия систем управления и радиоэлектроники,  
Томск

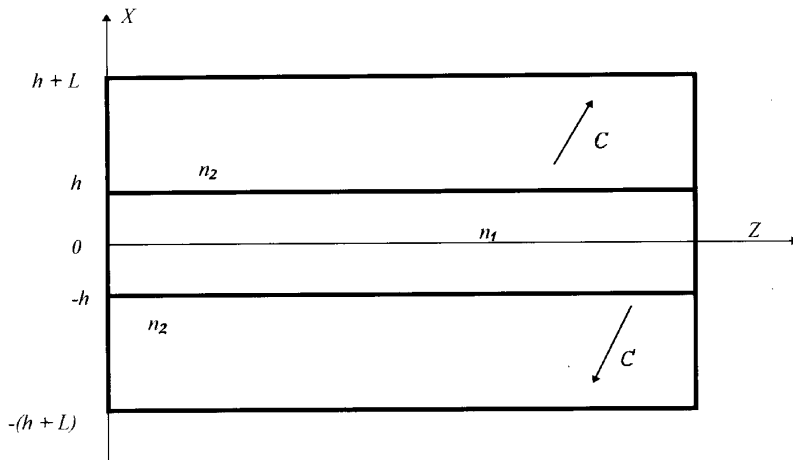
Поступило в Редакцию 5 февраля 1997 г.

Показана возможность существования фоторефрактивных щелевых волн, локализованных вблизи узкого зазора между двумя одинаковыми фоторефрактивными кристаллами с диффузионным механизмом нелинейности и с противоположно направленными полярными осями.

Нелинейное самоканалирование пучков в фоторефрактивных кристаллах наблюдается при малых световых интенсивностях [1–7] и поэтому подробно изучается с недавнего времени. Эффекты самоканалирования проявляются, в частности, в виде формирования пространственных солитонов, когда дифракционная расходимость светового пучка компенсируется самонаведенными изменениями показателя преломления кристалла [1–3]. В работе [4] было предсказано существование фоторефрактивных поверхностных волн в кристаллах с диффузионным типом отклика. В этом случае самоканалирование света происходит вблизи одной из границ слоя конечной толщины, погруженного в диэлектрик с меньшим показателем преломления, или вдоль границы между двумя фоторефрактивными кристаллами, имеющими нелинейные параметры противоположного знака. Экспериментально эффекты самоканалирования пучков вблизи границ наблюдались для фоторефрактивных кристаллов  $\text{BaTiO}_3$  [5] и  $\text{Vt}_{12}\text{TiO}_{20}$  [6].

В настоящем сообщении рассмотрена возможность и основные особенности самоканалирования света вблизи щелевого зазора, разделяющего два одинаковых фоторефрактивных кристалла с диффузионным откликом и с противоположными направлениями полярных осей. По аналогии с подобными волнами акустической природы в пьезокристаллах [8,9] будем называть их щелевыми фоторефрактивными волнами.

Рассмотрим структуру из двух слоев толщиной  $L$ , представляющих собой одинаковые фоторефрактивные кристаллы с коэффициентом преломления  $n_2$  и разделенных слоем толщиной  $2h$  из линейного диэлектрика с коэффициентом преломления  $n_1 < n_2$  (рис. 1). Будем полагать,



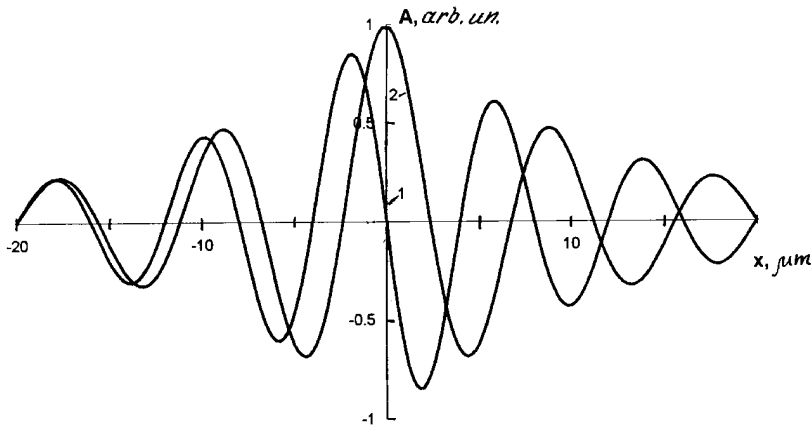
**Рис. 1.** Структура из двух одинаковых фоторефрактивных кристаллов, разделенных слоем диэлектрика с коэффициентом преломления  $n_1$ . Полярные оси  $C$  в кристаллах имеют противоположные направления.

что полярные оси кристаллов имеют противоположные направления и под действием светового пучка с распределением интенсивности  $I(x)$  в них формируется в стационаре за счет диффузионного механизма поле пространственного заряда

$$E_{sc}(x) = \frac{k_B T}{e} \cdot \frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{dx}, \quad (1)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура и  $e$  — элементарный электрический заряд. Соотношение (1) получено в пренебрежение темновой проводимостью среды и соответствует известной логарифмической модели фоторефрактивной нелинейности [4,5,7]. Если толщина слоя, разделяющего кристаллы, существенно превышает длину световой волны ( $2h > \lambda$ ), световые поля в кристаллах не связаны друг с другом. Этот случай соответствует рассмотренным в работах [4,5] фоторефрактивным поверхностным волнам ТЕ-поляризации, когда для решения вида  $E_y(x, z) = A(x) \exp(i\beta z)$  уравнение Шредингера для поперечного распределения поля линейризуется

$$\frac{d^2 A}{dx^2} + (k_2^2 - \beta^2)A + 2q \frac{dA}{dx} = 0, \quad (2)$$



**Рис. 2.** Распределение светового поля для антисимметричной (1) и симметричной (2) мод с номером  $m = 5$  фоторефрактивной волны, распространяющейся вдоль границы раздела между кристаллами (рис. 1,  $h = 0$ ). Грани кристаллов  $x = \pm 20 \mu\text{m}$  металлизированы.

где  $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2$ ,  $\beta$  — постоянная распространения, а параметр фоторефрактивной нелинейности  $q$  определяется через эффективную электрооптическую постоянную  $r_{eff}$  соотношением

$$q = \left( \frac{2\pi}{\lambda} n_2^2 \right)^2 r_{eff} \frac{k_B T}{e}. \quad (3)$$

Отметим, что при толщине кристалла  $L \leq 1/q$  фоторефрактивная поверхностная волна существует во всем его объеме, а спектр постоянных распространения  $\beta_m$  является дискретным. В толстых образцах, при  $L \gg 1/q$ , поел этой волны локализовано вблизи одной из границ. В этом случае постоянная распространения может принимать любые значения в интервале, определяемом неравенствами:

$$\sqrt{k_2^2 - q^2} > \beta > \frac{2\pi}{\lambda} n_1. \quad (4)$$

Сближение кристаллов на расстояние  $2h < \lambda/2$  приводит к заметному взаимному проникновению полей фоторефрактивных поверхностных

волн и к обмену световой энергией между кристаллами. В случае тонких кристаллов ( $L \leq 1/q$ ), рассматривая для простоты металлизированные границы кристаллов  $x = \pm(h + L)$ , мы получили следующие выражения для поперечного распределения светового поля в щелевой фоторефрактивной волне

$$A(x) = \exp[q(h + x)] \sin[\chi(h + L + x)], \text{ при } -h \geq x \geq -(h + L), \quad (5a)$$

$$A(x) = A_0[\exp(\gamma_0 x) \pm \exp(-\gamma_0 x)], \text{ при } h \geq x \geq -h, \quad (5b)$$

$$A(x) = \pm \exp[-q(x - h)] \sin[\chi(L + h - x)], \text{ при } L + h \geq x \geq h, \quad (5c)$$

где  $A_0 = [\chi \cos(\chi L) + (\gamma_0 + q) \sin(\chi L)] \exp(\gamma_0 h) / \gamma_0$ ,  $\chi = \sqrt{k_2^2 - \beta^2 - q^2}$  — поперечная постоянная распространения для полей в фоторефрактивных слоях и  $\gamma_0 = \sqrt{\beta^2 - (2\pi n_1 / \lambda)^2}$  — постоянная затухания поля в щелевом зазоре между кристаллами. Знаки плюс и минус во втором и третьем уравнениях соответствуют симметричным и антисимметричным модам щелевой волны. Дисперсионные уравнения для этих мод определяют дискретный спектр поперечных постоянных распространения и могут быть получены в виде

$$\begin{aligned} & [\chi \cos(\chi L) + (\gamma_0 + q) \sin(\chi L)] \\ & = \pm \exp(-2\gamma_0 h) [(\gamma_0 - q) \sin(\chi L) - \chi \cos(\chi L)]. \quad (6) \end{aligned}$$

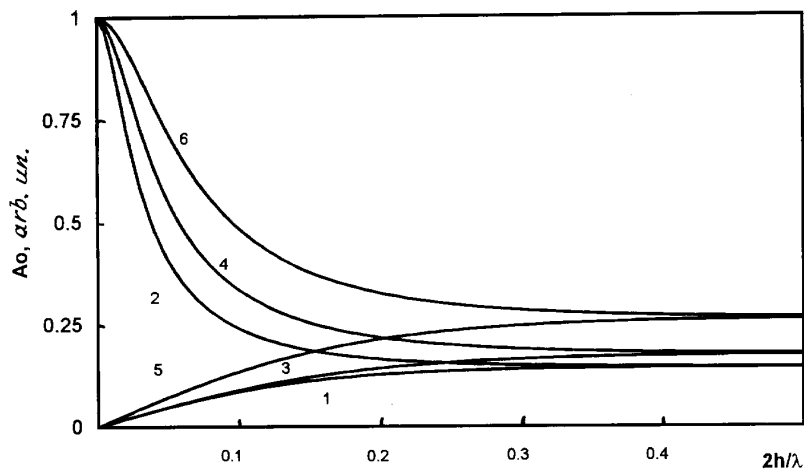
Самоканализирование света может происходить и вдоль двойниковой или доменной границы кристалла, при  $h = 0$  [4]. В этом случае поперечные постоянные распространения для антисимметричной моды выражаются из дисперсионного уравнения (6) в явном виде

$$\chi_{asm} = m \frac{\pi}{L}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (7)$$

а для симметричной моды определяются уравнением

$$\chi_{sm} L - \arctg \frac{q}{\chi_{sm}} = (2m - 1) \frac{\pi}{2}. \quad (8)$$

На рис. 2 представлены поперечные распределения светового поля ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) для симметричной и антисимметричной мод с номером  $m = 5$  в структуре с параметрами  $L = 20 \mu\text{m}$  и  $h = 0$ . В расчетах использовались значения показателя преломления и электрооптической



**Рис. 3.** Зависимости амплитуд поля  $A_{0,as}$  и  $A_{0,s}$  для антисимметричных (1, 3, 5) и симметричных (2, 4, 6) мод фоторефрактивной щелевой волны в зазоре между кристаллами от его относительной ширины  $2h/\lambda$  при различных значениях коэффициента преломления разделяющего диэлектрика  $n_1$  и поперечной постоянной распространения  $\chi$ : 1, 2 —  $n_1 = 1$ ,  $\chi = \pi$ ; 3, 4 —  $n_1 = 1.6$ ,  $\chi = \pi$ ; 5, 6 —  $n_1 = 1.6$ ,  $\chi = 1.5\pi$ .

постоянной  $n_2 = 2.4$  и  $r_{eff} = 10^{-9}$  м/В, характерные для  $45^\circ$  среза кристалла ВаТiО<sub>3</sub>, в котором существование фоторефрактивных поверхностных волн подтверждено экспериментально [5]. Отметим, что параметр фоторефрактивной нелинейности составляет в этом случае величину  $q \approx 0.08 \mu\text{m}^{-1}$ . Для воздушного зазора между кристаллами ( $n_1 = 1$ ) постоянная затухания принимает значения  $\gamma_0 \sim 20 \mu\text{m}^{-1}$  и при  $h \geq \lambda/4$  распределение светового поля в обоих слоях соответствует фоторефрактивным поверхностным волнам.

В предельном случае толстых образцов,  $L \gg 1/q$ , поперечное распределение светового поля в антисимметричной моде фоторефрактивной щелевой волны может быть получено в виде

$$A_{as}(x) = \exp[q(h \pm x)] \sin \left[ \chi(x \pm h) \mp \arctg \frac{\chi \text{sh}(\gamma_0 h)}{\gamma_0 \text{ch}(\gamma_0 h) + q \text{sh}(\gamma_0 h)} \right], \quad (9)$$

где верхние и нижние знаки плюс или минус соответствуют слоям структуры  $x \leq -h$  и  $x \geq h$ . Для симметричной моды распределение  $A_s(x)$  в тех же слоях структуры выражается следующим образом:

$$A_s(x) = \exp [q(h \pm x)] \sin \left[ \chi(h \pm x) - \arctg \frac{\chi \operatorname{ch}(\gamma_0 h)}{\gamma_0 \operatorname{sh}(\gamma_0 h) + q \operatorname{ch}(\gamma_0 h)} \right]. \quad (10)$$

Так же как и при дискретном спектре постоянных распространения, распределение светового поля в зазоре между кристаллами  $A(x)$  описывается уравнением (5b). Амплитуда поля для антисимметричной и симметричной мод  $A_{0as}$  и  $A_{0s}$  может быть найдена из уравнений (9) и (10) при  $x = h$ . На рис. 3 представлены зависимости амплитуды поля в зазоре между кристаллами от его величины  $2h/\lambda$ . Отметим, что при  $h > 0$  амплитуда поля в зазоре растет с увеличением коэффициента преломления  $n_1$  заполняющего диэлектрика и поперечной постоянной распространения  $\chi$  фоторефрактивной щелевой волны.

Таким образом, в структуре из двух одинаковых фоторефрактивных кристаллов с диффузионным откликом и с противоположными направлениями полярных осей могут распространяться фоторефрактивные щелевые волны, локализованные вблизи зазора, разделяющего эти кристаллы.

## Список литературы

- [1] Duree G.C., Shultz J.L., Salamo G.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. N 4. P. 533–536.
- [2] Taya M., Bashaw M., Fejer M.M. et al. // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 3095.
- [3] Morin M., Duree G., Salamo G., Segev M. // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 20. P. 2066–2068.
- [4] Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S. // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. N 2. P. 1571–1577.
- [5] Cronin-Golomb M. // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 20. P. 2075–2077.
- [6] Kamshilin A.A., Raita E., Prokofiev V.V., Jaaskelainen T. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. N 22. P. 3242–3244.
- [7] Любомудров О.В., Шкунов В.В. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. № 12. С. 1199–1200.
- [8] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // УФН. 1989. Т. 157. № 1. С. 85–127.
- [9] Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.