

- [6] *Бабенцов В.Н., Бекетов Г.В., Горбань С.И., Сальков Е.А.* // УФЖ. 1988. Т. 22. № 3. С. 347–351.
- [7] *Dean P.J., Williams G.M., Blackmore G.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 1984. Vol. 17. N 11. P. 2291–2300.
- [8] *Franco J.M., Saminadayar K., Pautrat J.L.* // J. Cryst. Growth. 1985. Vol. 72. P. 220–225.
- [9] *Molva E., Pautrat J.L., Saminadayar K.* et al. // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 80. N 6. P. 3344–3356.
- [10] *Sarace J., Shinohara H., Edamatzu H., Tanaka T.* // J. Lumin. 1980. Vol. 21. N 4. P. 337–351.
- [11] *Dean P.J., White A.M.* // Sol. St. Electr. 1978. Vol. 22. N 11/12. P. 1351–1355.
- [12] *Агринская Н.В., Аркадьева Е.В., Мамзеев О.А.* // ФТП. 1971. Т. 5. Вып. 5. С. 862–869.
- [13] *Seto S., Tanaka A., Masa J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 16. P. 1524–1526.
- [14] *Агринская Н.В., Шашкова В.В.* // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 7. С. 1248–1251.
- [15] *Feng Z.C., Bevan M.J., Choyke W.J., Krishnaswamy S.V.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 5. P. 2595–2600.

Институт полупроводников
Киев

Поступило в Редакцию

11 февраля 1991 г.

В окончательной редакции

16 мая 1991 г.

01; 05

© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 4, 1992

ФОРМИРОВАНИЕ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЕЙ

Г.Н.Бурлак, О.Н.Буланчук, В.В.Гримальский

Формирование связанных солитонов огибающих при трехволновом взаимодействии электромагнитных и акустических волн при наличии квадратичной нелинейности изучено довольно подробно [1–3]. Однако в анизотропных кристаллах может доминировать и акустоэлектромагнитное взаимодействие, обусловленное нелинейностью более высокого порядка — нелинейной электрострикцией, т.е. зависимостью диэлектрической проницаемости кристалла от квадрата деформации $\epsilon = \epsilon_0 + \hat{g}U^2$ [4, 5]. В этом случае взаимодействуют две электромагнитные волны с частотами ω_1 и ω_2 с акустической волной частоты Ω , а условия параметрической связи имеют вид $\omega_1 - \omega_2 = 2\Omega$, $k_1 - k_2 = 2K + \delta k$ (K , k_1 и k_2 — постоянные распространения волн, $\delta k \ll K$, $k_{1,2}$ — малая расстройка).

В работе [5] показано, что при параллельном акустоэлектромагнитном взаимодействии в таких кристаллах возможно образование нелинейных уединенных волн огибающих. При превышении амплитудной накачки порогового значения акустической волновой пакет усиливается и резко сжимается, а его полная энергия эволюционирует к стационарному значению. Однако соответствующая теория [5, 6] описывает только оптимальный режим акустоэлектромагнитного взаимодействия в предположении, что относительная фаза волн не изменяется. Обычно это выполняется для слабоанизотропных кристаллов при малых волновых расстройках. Исследование более реального случая при учете переходных процессов для электромагнитных волн наталкивается на большие трудности и возможно только при помощи численного решения дина-

мических уравнений для амплитуд взаимодействующих волн. Результаты такого исследования приведены в данной работе.

Безразмерные уравнения, описывающие пространственно-временную эволюцию амплитуд волновых пакетов в кристаллах с нелинейной электрострикцией, имеют вид [5, 6]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \nu_1 \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_1 &= i (A_2^* A_3 \exp(i\delta\theta) - 2R_1 A_1 |A_3|^2), \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \nu_2 \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A_2 &= i (A_1 A_3^* \exp(-i\delta\theta) - 2R_2 A_2 |A_3|^2), \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} + G \right) A_3 &= i (A_1 A_2^* A_3^* \exp(-i\delta\theta) - A_3 (R_1 |A_1|^2 + R_2 |A_2|^2)), \end{aligned} \quad (1)$$

где A_i — комплексные амплитуды, нормированные к амплитуде накачки на входе; $R_{1,2}$ — отношение нелинейных модулей, G — поглощение звука; $\delta\theta = \delta k z$; τ и z — безразмерные временная и пространственная переменные; $\nu_{1,2} = s/v_{1,2}$, s — скорость звука, $v_{1,2}$ — скорости электромагнитных волн в кристалле, $|v_2 - v_1|/v_2 \leq 0.1$.

Взаимодействие рассматривается в области $0 \leq z < \infty$, причем на границе при $z = 0$, а также в кристалле при $\tau = 0$ имеются входные или начальные сигналы. Это отвечает граничным и начальным условиям вида

$$\begin{aligned} A_1(0, \tau) &= A_1(z, 0) = 1, \quad A_2(0, \tau) = A_2(z, 0) = 0; \\ A_3(0, \tau) &= f(\tau), \quad \tau \geq 0; \quad A_3(z, 0) = A_{30}(z), \quad 0 \leq z < \infty. \end{aligned} \quad (2)$$

Нелинейная система уравнений (1) с граничными и начальными условиями (2) при различных параметрах $R_{1,2}$, G , δk решалась численно с использованием разностных схем второго порядка точности по τ и z [7], причем для нахождения $A_{1,2,3}$ использовалась как явная (Лакса—Вендроффа), так и неявная разностные схемы. Различие результатов составило не более 2–3%, правильность вычислений контролировалась, в частности, путем проверки закона сохранения $|A_1|^2 + |A_2|^2 = 1$ (при $\nu_1 = \nu_2$). При этом оказалось, что, поскольку скорость нелинейной волны намного меньше скоростей $\nu_{1,2}$, переходные процессы, связанные с распространением электромагнитных волн, сводятся только к перемещению фронта лазерной накачки, не влияя на звук.

На рис. 1 показано изменение амплитуд и относительной фазы $\varphi = -\varphi_1 + \varphi_2 + 2\varphi_3 + \delta\theta$ ($\varphi_1 = \arg(A_1)$) с течением времени τ . Видно, что, невзирая на непостоянство φ , в целом картина взаимодействия сохраняет тот же характер, что и при $\varphi = \pi/2$: имеет место значительное усиление с одновременным сжатием акустического волнового пакета. В окрестности вершины импульса, где влияние нелинейности взаимодействия наиболее значительно, сравнительно быстро устанавливается $\varphi \approx \pi/2$, после чего начинается формирование уединенных волн огibaющих (изменение фазы на π отвечает изменению знака амплитуды волны накачки A_1). Это обстоятельство делает весьма прозрачной физическую картину эволюции амплитуд волн. Из (1) при $\nu_1 \approx \nu_2 \approx v$ нетрудно получить следующее соотношение:

$$\frac{\partial |A_3|^2}{\partial \eta} = K(\xi, \eta) |A_3|^2, \quad (3)$$

где $K(\xi, \eta) = [\sin(2 \int_{-\infty}^{\xi} |A(\xi', \eta)|^2 d\xi') - 2G]$ — локальный коэффициент

усиления, $\xi = a(z - \tau)$, $\eta = a(\tau - vz)$, $a = 1/(1 - v)$.

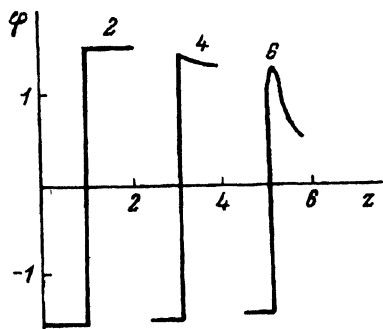
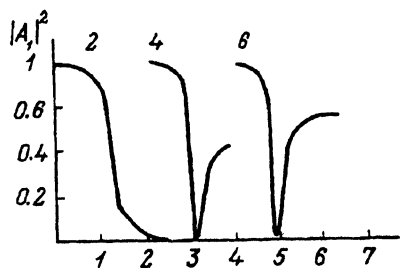
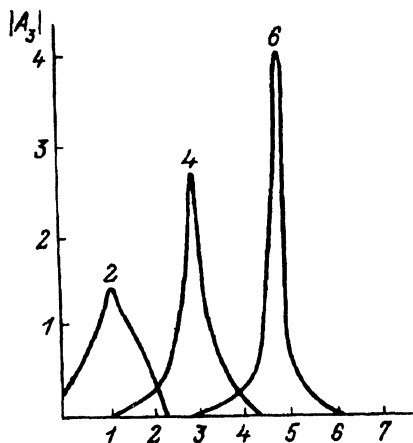


Рис. 1. Зависимость амплитуд и относительной фазы взаимодействующих волн от времени $R_1 = R_2 = 1$, $G = 0.05$, $\delta k = -2$, $A_0(z = 0, \tau) = \text{sech}(2(\tau - 1))$.

Цифры у кривых - значения τ .

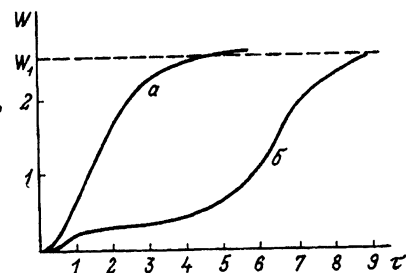
$K(\xi, \eta)$ зависит от площади квадрата амплитуды акустического сигнала, что имеет следующий смысл: эволюция нелинейного импульса определяется не только его амплитудой в данной точке, но и интегральным эффектом, поскольку электромагнитные волны «считывают» звук на всем пути его распространения, начиная с границы $z = 0$. Для надкритичного акустического сигнала и $G < 1/2$

в точке ξ_m , где $\int_{-\infty}^{\xi_m} |A(\xi', \eta)|^2 d\xi' \approx \pi/4$, коэффициент усиления $K(\xi, \eta)$ положителен и максимален. Здесь зарождается вершина нелинейного импульса. Вдали от ξ_m , где $K(\xi, \eta)$ меняет знак, усиление сменяется затуханием, поэтому

в этой области амплитуда звука будет затухать, а значит, и будет уменьшаться область усиления. Таким образом, в среде формируется нелинейная усиливающаяся уединенная волна, причем неоднородность усиления приводит к ее сжатию. Очевидно, что в случае достаточно протяженного и мощного акустического сигнала, может быть значительное число точек ξ_m , которые являются положительными экстремумами $K(\xi, \eta)$. В соответствии с вышеказанным это приводит на начальном этапе к пространственной осцилляторной неустойчивости (подобной модуляционной неустойчивости при формировании НУШ уединенных волн [8]), а затем к зарождению и формированию нескольких уединенных волн. Заметим, что в отличие от случая квадратичной нелинейности [1] волна стационарной формы здесь не возникает. Эта особенность характерна, в частности, для систем с высокой нелинейностью (например, НУШ с нелинейностью выше кубической [9]). Отметим также, что в нашем случае эволюция надкритичного входного сигнала происходит таким образом, что в результате переходного процесса полная энергия акустического импульса $W(\tau) = \int_0^{+\infty} |A_3(z, \tau)|^2 dz$ обнаруживает четкую тенденцию к установлению $W(\tau) \rightarrow \bar{W}_n(\infty) > 0$.

Рис. 2. Зависимость величины $W(\tau) = \int_0^{+\infty} |A_3(z, \tau)|^2 dz$ от времени при $R_1 = R_2 = 1$, $G = 0.05$, $\delta \bar{k} = -2$.

$a - A_3(z = 0, \tau) = \text{sech}k(2(\tau - 1))$.
 $b - A_3(z = 0, \tau) = 0.5 \text{ sech}[2(\tau - 1)]$



На рис. 2 показана зависимость $W(\tau)$ от времени для различных входных сигналов. Видно, что, хотя для сигнала меньшей амплитуды (случай б) длительность переходного процесса увеличивается, стационарное значение W_n не зависит от формы импульса (заметим, что W_n является корнем уравнения $\sin^2 W_n = 2GW_n$ [5]).

Таким образом, эволюция акустического волнового пакета демонстрирует четкое разделение на два режима: слабо нелинейный (или переходный) и существенно нелинейный. В первом случае обратное влияние звука на накачку мало и в кристалле могут одновременно усиливаться несколько импульсов. Во втором, нелинейном, режиме принцип суперпозиции не выполняется даже приближенно: в кристалле в результате истощения накачки «выживает» определенное количество импульсов, равное номеру n корня W_n уравнения $\sin^2 W_n = 2GW_n$ ($W_0 = 0$) (на рис. 2 приведен случай $n = 1$, $W_1 = 2.55$).

Интересно, что и в сильно нелинейном режиме волновой пакет не приобретает стационарную форму $\sim f(z - v\tau)$. Амплитуда импульса нарастает, но так, что его энергия W_n остается постоянной, что приводит к сжатию. Для использованных параметров такой процесс продолжался, пока не нарушались условия применимости данной модели $|\partial A_1 / \partial z| \ll A_1 k_{1n}$ [5].

В общем случае полоса усиления акустического импульса имеет резонансный характер и определяется величиной расстройки δk , а также степенью анизотропии кристалла (при $\Delta R = |R_1 - R_2| \gg 1$ фаза φ меняется слишком быстро и импульс не захватывается в нелинейный режим усиления).

На рис. 3 показана эволюция сигнала при больших расстройках в сильно анизотропных кристаллах. Видно, что тенденция к усилению части импульса еще имеется, однако величина усиления незначительна.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Численное решение подтверждает возможность формирования уединенных

волн при акустоэлектромагнитном взаимодействии в кристаллах с нелинейной электрострикцией [5, 6].

2. В общем случае при изменении относительной фазы φ , а также $R_1 \neq R_2$,

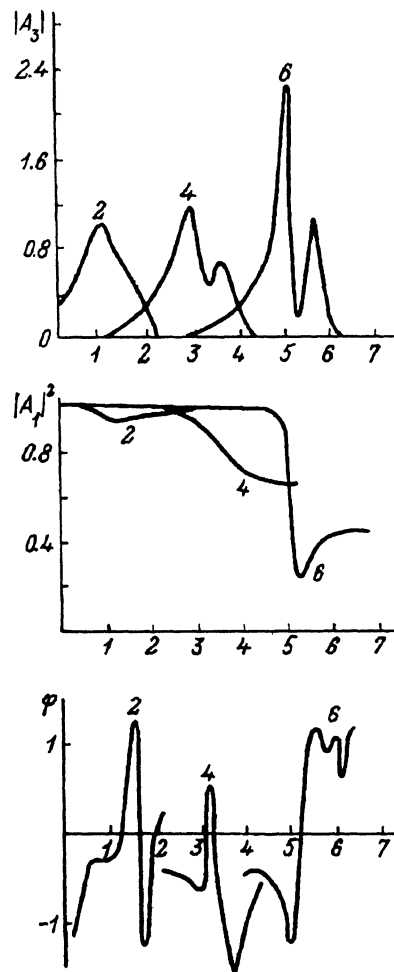


Рис. 3. Зависимость амплитуд и относительной фазы взаимодействующих волн от времени при $R_1 = 0.5$, $R_2 = 2.5$, $G = 0.05$, $\delta \bar{k} = 10$, $A_0(z=0, \tau) = \text{sech } k(2(\tau-1))$. Цифры у кривых – значения τ .

$\delta k \neq -(R_1 + R_2)$ акустический импульс сжимается и усиливается с отсутствием тенденции к установлению формы. Полная энергия импульса эволюционирует к стационарному значению. При наличии поглощения захват акустического сигнала в режим усиления возможен только начиная с некоторой критической энергии волнового пакета звука.

3. Соответствие аналитического и численного решений при различных параметрах говорит об устойчивости аналитического решения [5, 6] в нелинейном режиме.

4. Эффективность взаимодействия понижается при отходе от оптимальной расстройки $\delta \bar{k} = -(R_1 + R_2)$. Так, при $\delta \bar{k} > 10$ и $R_1 = R_2$, или $\delta \bar{k} = -(R_1 + R_2)$ и $R_1 = 0.5$, $R_2 = 5$ усиления не происходит.

Рассмотренные явления могут наблюдаться в кристаллах тригональной симметрии, например BaTiO_3 , в котором при $t^\circ < -90^\circ \text{C}$ компоненты $g_{1,2,3}$ тензора квадратичной электрострикции имеют anomalously большие значения. Учитывая, что в СВЧ диапазоне еще сохраняются anomalously большие значения диэлектри-

ческих постоянных ($\varepsilon_1 = 2000$, $\varepsilon_3 = 300$), и полагая $g_i \sim \varepsilon^3/9$ [6], для $\rho = 5$ г/см³, $s = 4 \cdot 10^5$ см/с, $\Omega = 2 \cdot 10^8$ с⁻¹, $P = (c/4\pi) E_0^2 = 10^{-2}$ МВт/см², $\omega_1 \approx 10^{12}$ с⁻¹ получаем для полуширины импульса $l_y \sim 1$ см. Таким образом, рассмотренный эффект доступен экспериментальному наблюдению.

Список литературы

- [1] Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1988. 232 с.
- [2] Захаров В.Е., Манакон С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов. Метод обратной задачи / Под ред. С.П.Новикова. М.: Наука, 1980. 320 с.
- [3] Бурлак Г.Н., Гримальский В.В., Коцаренко Н.Я. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 4. С. 1487-1492.
- [4] Гуляев Ю.В., Мовсисян С.М., Шкердин Г.Н. // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 2. С. 523-529.
- [5] Бурлак Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 2. С. 60-65.
- [6] Бурлак Г.Н. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 5. С. 1607-1615.
- [7] Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 616 с.
- [8] Ахмедиев Н.Н., Елеонский В.М., Кулагин Н.Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 5(11). С. 1542-1551.
- [9] Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи. М.: Мир, 1987. 480 с.

Киевский университет
им. Т.Г.Шевченко
Поступило в Редакцию
2 апреля 1990 г.
В окончательной редакции
12 мая 1991 г.

06; 07

© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 4, 1992

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ ОТСЕЧКИ ВОЛНОВОДНОЙ МОДЫ

А.А.Воеводин, В.П.Гладкий, Р.Д.Нетреба, Н.А.Яковенко

В настоящее время интенсивно разрабатываются новые подходы к созданию высокоэффективных оптоэлектронных систем передачи и обработки цифровой информации. Весьма перспективной элементной базой для таких систем считаются модуляторы оптического излучения, реализованные методами и средствами интегральной оптики [1-3]. Особый интерес представляют интегрально-оптические модуляторы амплитуды оптического излучения, изготовленные на основе сегнетоэлектрических подложек и использующие механизм отсечки волноводной моды под действием внешнего электрического поля. Модуляторы такого типа рассмотрены в работах [4, 5], однако для оптимизации этих устройств требуются дополнительные исследования.

Целью данной работы являются создание модуляторов отсечки волноводной моды и исследование их основных характеристик в зависимости от параметров диффузионных волноводов и длины области взаимодействия оптического и электрического полей.