

УДК 534.232

ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКЕ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Пятаков П. А.

Показана возможность достаточно эффективного возбуждения поверхностной волны на фотоиндуцированной решетке в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ в переменном поперечном электрическом поле.

В пироэлектрических кристаллах с примесями, в частности в ниобате лития, легированном железом, из-за несимметричности выброса электронов с примесных уровней под действием света и их рекомбинации возникает ток короткого замыкания или фотонапряжение до десятков кВ/см. Это явление получило название аномального фотовольтаического эффекта (см. обзор в книге [1]). В случае периодической засветки в кристалле образуется решетка пространственного заряда, осевшего на ловушках, сопровождающаяся периодическим в пространстве электрическим полем. В результате электрооптического эффекта изменяется коэффициент преломления среды, возникает оптическая фазовая решетка. В настоящее время широко обсуждаются возможности использования такого рода фоторефрактивных сред для обратимой записи, хранения и обработки информации. Однако под действием наведенного электрического поля изменяются и акустические свойства материала [2], что также весьма интересно для практических приложений. В работе [3] было рассмотрено рассеяние и генерация объемных акустических волн на фотоиндуцированных периодических неоднородностях. Ниже будет показано, что с помощью фотоиндуцированной решетки в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ в переменном электрическом поле можно достаточно эффективно возбуждать и поверхностные акустические волны. Предполагается, что преобразователи акустических волн, выполненные на основе фотоиндуцированных решеток, будут обладать рядом перспективных для практики качеств. Они технологически легко реализуемы, высокочастотны (до 10 ГГц) и допускают перестройку своих параметров.

Рассмотрим образец кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, ограниченный металлизированной поверхностью $x_2=0$ (x_1, x_2, x_3 — кристаллофизическая система координат). В кристалле под действием однородной по x_2 и периодической по x_3 засветки $I=2I_0(1+m \cos Kx_3)$ возникает также периодический в пространстве фотовольтаический ток $J_\phi = \kappa \alpha I$, где κ — константа Гласса [4], α — коэффициент поглощения света. Такой ток приводит к переносу носителей из области более сильной засветки в область менее освещенную, где они оседают на ловушках. Создается решетка пространственного заряда, являющаяся источником электрического поля E . В начальный период формирования решетки, когда фотовольтаический ток еще существенно превышает ток проводимости ($(\kappa \alpha I)^2 \gg (\sigma E)^2$, $\sigma = \sigma_t + \sigma_\phi$, σ_t — темновая проводимость, σ_ϕ — среднее по x_3 значение фотопроводимости), металлизированная граница среды слабо искажает однородное по x_2 распределение

пространственного заряда. В этом случае, в пренебрежении диффузией, наведенное электрическое поле представимо в виде

$$(1) \quad E^\pm = E_\Phi \{0, e_2, e_3\} \exp(\pm iKx_3),$$

где $e_2 = \mp i\beta \exp(-\beta Kx_2)$, $e_3 = [1 - \exp(-\beta Kx_2)]$, $E_\Phi = I_0 \frac{\kappa \alpha}{\sigma} \frac{t}{\tau}$, $\tau = \epsilon_{33}/\sigma$, $\beta = (\epsilon_{33}/\epsilon_{11})^{1/2}$; ϵ_{33} , ϵ_{11} — диэлектрические постоянные кристалла.

Предполагаем, что на кристалл подано однородное в пространстве и осциллирующее по времени электрическое поле, вектор напряженности которого нормален к границе кристалла:

$$E_0(t) = E_0 \exp(-i\omega t).$$

В результате совместного действия электрических полей $E(x_2, x_3)$ и $E_0(t)$ вследствие эффектов второго порядка в образце возникнут бегущие в противоположных направлениях волны электрострикционной объемной силы

$$(2) \quad g_i^{(a)} = d_{ij2l} \frac{\partial}{\partial x_j} e_l E_0 E_\Phi \exp(-i\omega t \pm iKx_3)$$

и поверхностных напряжений

$$(3) \quad f_i = (d_{i22l} e_l)_{x_2=0} E_0 E_\Phi \exp(-i\omega t \pm iKx_3).$$

Под коэффициентами d_{ijkl} подразумеваются эффективные электрострикционные константы, учитывающие как собственно электрострикцию, так и влияние через линейный пьезоэффект упругой нелинейности и нелинейного пьезоэффекта. В этом приближении следует также учесть кулоновские силы $g_2^{(k)} = \rho_0 E_0 \exp(-i\omega t)$, действующие на объемный заряд

$$\rho_0 = \frac{\partial}{\partial x_i} \epsilon_{ij} e_j E_\Phi \exp(\pm iKx_3),$$

и волны пространственного заряда, вызванные нелинейной электрической восприимчивостью среды

$$\rho = \theta_{ij} \frac{\partial}{\partial x_i} e_j E_0 E_\Phi \exp(-i\omega t \pm iKx_3),$$

где θ_{ij} — эффективные коэффициенты электрической восприимчивости, описывающие квадратичную по электрическому полю поляризацию среды. Все эти возмущения являются внешними вынуждающими силами для поверхностной акустической волны частоты ω . Амплитуду возбуждаемой волны нетрудно найти из дивергентного соотношения [5], являющегося следствием уравнений движения в пьезоэлектрической среде

$$(4) \quad \frac{d}{dx_j} [T_{ij}' U_i^* - T_{ij} U_i' + \varphi' D_j^* - \varphi D_j'] = -g_i U_i^* - \rho \varphi^*,$$

где T_{ij} — механические напряжения, U_i — смещения частиц среды, φ — потенциал электрического поля, D_i — электрическая индукция. Обозначения со штрихом соответствуют полям в среде с источником $g_i = g_i^{(a)} + g_i^{(k)}$ и ρ , без штриха — в свободном полупространстве. В дальнейшем этими символами будем обозначать поля поверхностной волны. Знак «*» означает комплексное сопряжение.

Решение, соответствующее возбуждаемой поверхностной волне, ищем в виде волны в свободном полупространстве с медленно меняющейся амплитудой $A(x_3)$:

$$(5) \quad T_{ij}', U_i', D_i', \varphi' = (T_{ij}, U_i, D_i, \varphi) A(x_3).$$

Структуру поверхностной волны описывает выражение

$$\begin{pmatrix} U_i^* \\ \varphi^* \end{pmatrix} = \sum_{j=1}^3 \begin{pmatrix} \xi_i^{(j)} \\ \xi_4^{(j)} \end{pmatrix} e^{-\beta_j k x_2 - i k x_3 + i \omega t}.$$

Значения параметров $\xi_i^{(j)}$ и β_j известны для LiNbO_3 из численных расчетов (см., например, книгу [6]). Подставив соотношение (5) в уравнение (4), проинтегрируем его по координате x_2 ; учитывая медленность изменения $A(x_3)$, получим

$$(6) \quad \frac{\partial}{\partial x_3} A(x_3) = -i\omega \left[f_i U_i^* |_{x_2=0} - \int_0^{\infty} (g_i U_i^* + \rho \varphi^*) dx_2 \right] / (4P_s),$$

где P_s — средний по времени поток мощности в поверхностной волне на единице ширины апертуры. Задав граничное условие $A(x_3=0) = 0$, найдем решение уравнения (6) для волны, бегущей в направлении $+x_3$

$$(7) \quad A(x_3) = N \frac{\omega}{4P_s} E_0 E_\phi (e^{-i\delta x_3} - 1) / (i\delta),$$

где $\delta = K - k$, $N = N_1 + N_2 + N_3 + N_4$,

$$N_1 = (a_1 - a_2) d_{44},$$

$$N_2 = \beta^2 (a_2 d_{11} - a_3 d_{14}) + i\beta [a_2 (d_{14} + d_{41}) + a_3 (d_{44} + d_{13})] + \beta (a_5 d_{11} - a_6 d_{14}),$$

$$N_3 = (\beta^2 \theta_{22} - 2i\beta \theta_{24}) a_4,$$

$$N_4 = \epsilon_{33} a_1 + (\epsilon_{11} \beta^2 - \epsilon_{33}) a_2.$$

Определение коэффициентов a_i и их численные значения для рассматриваемого YZ -среза LiNbO_3 представлены в табл. 1, где величины a_i нормированы по $\xi_2^{(1)}$. Как видно из решения (7), в резонансных условиях ($k=K$) амплитуда возбуждаемой волны зависит от величины электриче-

Таблица 1

$a_1 = \sum_i \xi_2^{(i)} / \beta_i$	$a_2 = \sum_i \xi_2^{(i)} / (\beta_i + \beta)$	$a_3 = \sum_i \xi_3^{(i)} / (\beta_i + \beta)$
4,56 + i1,71	1,69 + i0,15	-0,10 - i0,51
$a_4 = \sum_i \xi_4^{(i)} / (\beta_i + \beta)$	$a_5 = \sum_i \xi_5^{(i)}$	$a_6 = \sum_i \xi_3^{(i)}$
0,56 - i0,02	0,89 - i0,06	-0,04 - i0,48

ских полей E_0 , E_ϕ , структуры волны и констант электрострикции d_{ij} , электрической проницаемости ϵ_{ij} и нелинейной электрической восприимчивости материала θ_{ij} . Экспериментальные значения d_{ij} и θ_{ij} неизвестны. Величины некоторых констант электрострикции, а именно d_{3ijk} , можно вычислить исходя из факта, что в сегнетоэлектрике пьезоэффект достаточно точно описывается действием на среду спонтанной поляризации через электрострикцию [7, 8]:

$$d_{3jkl} = e_{jkl} \epsilon_0 (\epsilon_{33} - 1) / (2P_s),$$

где P_s — поле спонтанной поляризации, в LiNbO_3 при 300 К $P_s = 0,71$ К/м² [9]. Значения других постоянных можно оценить по фотоупругим и электрооптическим константам следуя правилу Миллера [10, 11]. Рассчи-

танные таким образом постоянные даны в табл. 2. Используя данные из табл. 1, 2, найдем

$$(N_1, N_2, N_3, N_4) \cdot 10^9 = (4,61e^{i28^\circ}; 0,82e^{i99^\circ}; 0,17e^{-i90^\circ}; 0,84e^{i27^\circ}) \Phi,$$

$$P_3 = 0,85 \cdot 10^{11} \text{ Н}.$$

Отсюда видно, что преобладающий вклад в амплитуду волны вносят электрострикционные силы, смещающие частицы среды по оси x_2

Таблица 2

d_{ij}	$\times 10^{-9}$, Ф/м	θ_{ij}	$\times 10^{-19}$, Ф/В
d_{11}	0,90	θ_{22}	0,94
d_{33}	0,51	θ_{33}	3,0
d_{44}	1,41	θ_{24}	4,6
d_{41}	-0,92	θ_{31}	2,4
d_{14}	1,57		
d_{13}	1,93		

(член N_1). Доля механизма нелинейной электрической восприимчивости (N_3) составляет $\sim 0,04$ от электрострикционного ($N_1 + N_2$). Относительный вклад кулоновских сил $g_i^{(k)}$ заметнее ($\sim 20\%$). Поскольку в формулы для N_2 и N_3 входят константы d_{ij} и θ_{ij} , оцененные лишь по порядку величины, относительный вклад суммы этих слагаемых, равный $\sim 15\%$, следует рассматривать как возможную погрешность в определении N .

Дадим оценку величины деформации ($\partial U_3 / \partial x_3$) на поверхности в возбуждаемой волне при типичных значениях параметров: $E_\phi = 3 \cdot 10^6$ В/м, $E_0 = 10^5$ В/м, безразмерная длина решетки $kx_3 = 10^3$. Используя формулу (7) в резонансном случае ($k=K$), получим

$$|\partial U_3 / \partial x_3| = k(\xi_3^{(1)} + \xi_3^{(2)} + \xi_3^{(3)}) A(x_3) \simeq 3,9 \cdot 10^{-6}.$$

Поверхностная волна такой амплитуды должна экспериментально легко фиксироваться.

При данной геометрии кроме поверхностной можно возбудить и объемную поперечную волну, а обеспечив направление поля E_0 вдоль оси x_3 , еще и продольную объемную волну [3]. Интересно сравнить амплитуды всех этих волн в одинаковых условиях возбуждения. Амплитуды деформаций в объемных волнах определяются как

$$\frac{\partial U_2}{\partial x_3} = \left(d_{44} + \epsilon_{33} + \frac{\theta_{13} e_{24}}{\epsilon_{11}} \right) \frac{E_0 E_\phi}{2c_{44}} k_\perp x_3 \simeq (1 \div 3) \cdot 3 \cdot 10^{-6},$$

$$\frac{\partial U_{33}}{\partial x_3} = \left(d_{33} + \epsilon_{33} + \frac{\theta_{33} e_{33}}{\epsilon_{33}} \right) \frac{E_0 E_\phi}{2c_{33}} k_\parallel x_3 \simeq (0,5 \div 1) \cdot 10^{-6},$$

где k_\perp и k_\parallel — волновые числа соответственно поперечной и продольной волн. Таким образом, амплитуда поверхностной волны деформаций того же порядка, как и объемной поперечной, а продольной — заметно ниже. Вклад кулоновских сил в возбуждение объемных волн $\sim 20\%$. Отметим также, что в отличие от случая поверхностной волны при возбуждении продольной и поперечной механизм нелинейной электрической восприимчивости примерно втрое сильнее электрострикционного.

Итак, анализ показывает, что при умеренных значениях внешнего переменного поля на фотоиндуцированной решетке пространственного заряда в LiNbO_3 , легированном Fe, должна возбуждаться поверхностная волна достаточно высокой для экспериментального обнаружения амплитуды.

Автор благодарит И. А. Викторова и А. А. Чабана за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики. М.: Наука, 1979.
2. Владимирцев Ю. В., Голенищев-Кутузов А. В. Индуцированное светом изменение скорости ультразвуковых волн в ниобате лития.— Физ. тв. тела, 1980, т. 22, № 1, с. 217–218.
3. Alig R. Acoustic diffraction and electrostrictive transducer — J. Appl. Phys., 1975, v. 46, № 9, p. 3731–3737.
4. Glass A., von der Linde D., Negran T. High — voltage bulk photovoltaic effect and photorefractive process in LiNbO_3 .— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, № 4, p. 233–235.
5. Auld B. Application of microwave concepts to the theory of acoustic fields and waves in solids.— IEEE Trans. MTT, 1969, v. MTT-17, № 11, p. 800–811.
6. Яковкин И. Б., Петров Д. В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Новосибирск: Наука, 1979.
7. Иона Ф., Ширани Д. Сегнетоэлектрические кристаллы. М.: Мир, 1965.
8. Yamada T. Electromechanical properties of oxygen octahedra ferroelectric crystals.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 2, p. 328–338.
9. Wemple S., DiDomenico M., Combibel Jr. Relationship between linear and quadratic electrooptic coefficients in LiNbO_3 , LiTaO_3 and other oxidoctahedra ferroelectrics based on direct measurement of spontaneous polarization.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, № 5, p. 209–212.
10. Nakagawa Y., Yamanouchi K., Shibayama K. Third order elastic constants of lithium niobate.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, № 9, p. 3969–3974.
11. Ganguly A., Davis K. Nonlinear interactions in degenerate surface acoustic wave elastic convolver.— J. Appl. Phys., 1980, v. 51, p. 921–926.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13.X.1980