УДК 534.2

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА ВОЛН РЭЛЕЯ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

К. С. Александров, С. И. Бурков, Б. П. Сорокин

Получены основные уравнения и граничные условия, описывающие распространение ПАВ в пьезокристаллах, подвергнутых воздействию однородного внешнего электрического поля. Исследовано влияние внешнего электрического поля на свойства волн Рэлея в пьезокристаллах класса симметрии 23. Выполнен расчет анизотропии характеристик ПАВ в кристаллах $Bi_{12}SiO_{20}$ и $LiNbO_3$ при различных вариантах приложения внешнего электрического поля.

В последние годы возрос интерес к влиянию внешнего электрического поля на свойства поверхностных акустических волн (ПАВ), в частности на свойства поверхностных волн Лэмба и Лява в центросимметричных [1] и пьезоэлектрических кристаллах [2]. Опубликован ряд экспериментальных работ по исследованию влияния внешнего электрического поля E на скорость распространения ПАВ в кристалле ниобата лития [3-5], где, в частности, найдена линейная зависимость изменения фазовой скорости ПАВ от величины E [4, 5].

В настоящей работе получены основные уравнения, описывающие распространение ПАВ в однородно деформированных ацентричных средах, рассмотрено влияние E на свойства волн Рэлея в кристаллах с точечной группой симметрии 23. Выполнен численный анализ полевой зависимости анизотропии распространения ПАВ в кристаллах $Bi_{12}SiO_{20}$ и $LiNbO_3$.

Теория распространения объемных акустических волн в пьезокристаллах, подвергнутых воздействию внешнего электрического поля и механического напряжения, суммирована в [6]. Пользуясь этими результатами, получим необходимые уравнения, описывающие влияние E на характеристики ПАВ. Волновые уравнения для волн малой амплитуды в однородно-деформированных ацентричных средах имеют вид [6]

$$\rho_0 \ddot{\tilde{u}}_A = \tilde{\tau}_{AB,\,B}, \quad \tilde{D}_{N,\,N} = 0 \tag{1}$$

в исходной системе координат. В случае механически свободного образца уравнения состояния для динамических компонент термодинамических напряжений и электрической индукции имеют вид, соответственно

$$\tilde{\tau}_{AB} = C^*_{ABCD}\tilde{\eta}_{CD} - e^*_{NAB}\tilde{E}_N, \quad \tilde{D}_N = e^*_{NCD}\tilde{\eta}_{CD} + \varepsilon^*_{NM}\tilde{E}_M, \tag{2}$$

где эффективные упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные определяются соотношениями

$$\begin{aligned} C^*_{ABCD} &= C^E_{ABCD} + \left(C^E_{ABCDQR}d_{SQR} - e_{SABCD}\right)\bar{E}M_S, \\ e^*_{NAB} &= e_{NAB} + \left(e_{NPQAB}d_{SQP} - H_{SNAB}\right)\bar{E}M_S, \\ \varepsilon^*_{NM} &= \varepsilon^{\eta}_{NM} + \left(\varepsilon^{\eta}_{MNP} + H_{MNRQ}d_{PRQ}\right)\bar{E}M_P, \end{aligned} \tag{3}$$

где C^E_{ABCDQR}, e_{NABCD}, ε^{η}_{NMP}, H_{SNAB} — нелинейные упругие, пьезоэлектрические, диэлектрические и электрострикционные материальные тензоры; **M**, **N** — единичные векторы внешнего электрического поля и волновой нормали, $\bar{E}$ — модуль вектора внешнего электрического поля. Для рассмотрения задачи о распространении ПАВ выберем ортогональную систему координат, в которой ось X'_3 направлена вдоль нормали к свободной поверхности кристалла, занимающего полупространство $X'_3 \leqslant 0$, а ось X'_1 совпадает с направлением распространения ПАВ. Решения волнового уравнения будем искать в виде волн с «прямолинейным фронтом», амплитуда которых с глубиной от поверхности $X'_3=0$ убывает

$$\begin{pmatrix} \tilde{u}_A \\ \tilde{\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_A \\ \alpha_4 \end{pmatrix} \exp\left[ik\left(N_1X'_1 + N_3X'_3 - vt\right)\right]. \tag{4}$$

Подставляя выражение (4) в уравнение (1) и оставляя только члены, линейные по $\bar{E}$, получим систему четырех однородных уравнений

$$\left(\Gamma_{AB} - \delta'_{AB}\rho_0 v^2\right)\alpha_B = 0 \quad (A,\ B = 1,\ \ldots,\ 4;\quad \delta'_{44} = 0), \tag{5}$$

где модифицированный тензор Кристоффеля Γ_{AB} имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma_{AB} &= \left(C^*_{ACBD} + 2C^E_{ACFD}d_{JFB}M_J\bar{E}\right)N_CN_D, \\ \Gamma_{B4} &= e^*_{NAB}N_NN_A, \\ \Gamma_{4B} &= \Gamma_{B4} + 2e_{PJL}d_{SJB}N_PN_LM_B\bar{E}, \\ \Gamma_{44} &= -\varepsilon^*_{NM}N_NN_M. \end{aligned} \tag{6}$$

Определитель системы (5), как и в «линейном» случае, представляет собой полином восьмой степени относительно N_3 с параметром v. Решения данного полинома, соответствующие поверхностной упругой волне, должны иметь отрицательную мнимую часть, которая определяет затухание волны в глубь кристалла. Динамические компоненты упругих смещений и волны потенциала в пьезокристалле описываются линейной комбинацией четырех членов в виде

$$\begin{aligned} \tilde{u}_A &= \sum_{n=1}^{4} B_n\alpha_A^{(n)} \exp\left[ik\left(N_1X'_1 + N_3^{(n)}X'_3 - vt\right)\right], \\ \tilde{\Phi} &= \sum_{n=1}^{4} B_n\alpha_4^{(n)} \exp\left[ik\left(N_1X'_1 + N_3^{(n)}X'_3 - vt\right)\right]. \end{aligned} \tag{7}$$

Коэффициенты B_n необходимо выбрать таким образом, чтобы полученные решения удовлетворяли граничным условиям.

Граничным условием для механических величин является отсутствие напряжений на поверхности кристалла, т. е. $\tilde{\tau}_{3J}=0$ при $X'_3=0$. Для электрических величин граничным условием является непрерывность нормальной компоненты электрической индукции на границе раздела кристалл—вакуум. Подставляя искомое решение (7) в (2) и в уравнение Лапласа $\Delta\Phi=0$ при $X'_3=0$ и оставляя только члены, линейные по $\bar{E}$, получим систему четырех однородных уравнений относительно B_n. Определитель такой системы есть

$$\begin{aligned} G_{In} &= \left(C^*_{IJKL} + 2d_{AKP}C^E_{3IFL}M_A\bar{E}\right)N_L^{(n)}\alpha_K^{(n)} + e^*_{P3I}N_P^{(n)}, \\ G_{4n} &= \left(e^*_{3KL} + 2d_{JKP}e_{3PL}M_J\bar{E}\right)N_L^{(n)}\alpha_K^{(n)} - \left(\varepsilon^*_{3K}N_K^{(n)} - i\varepsilon_0\right)\alpha_4^{(n)}, \end{aligned} \tag{8}$$

где $A, I, K, L, F, P, J=1, 2, 3$; $n=1, \ldots, 4$; $N_1^{(n)} \equiv 1$, $N_2^{(n)} \equiv 0$.

Равенство нулю определителя G_{In} при заданном значении параметра v и определяет параметры поверхностной акустической волны в условиях приложения $\bar{E}$. Покрытие поверхности кристалла идеально проводящим слоем вещества, достаточно тонким, чтобы механические граничные условия не изменились, приводит к тому, что потенциал при $X'_3=0$ должен обращаться в 0, в результате чего четвертая строка матрицы G_{In}, как и в «линейном» случае, примет вид

$$G_{4n}=\alpha_4^{(n)}. \tag{9}$$

Отметим, что приведенные выражения для граничных условий получены из предположения о приложении к кристаллу однородного внешнего электрического поля без учета краевых эффектов. Это условие реализуется на практике для металлизированной свободной поверхности, когда к кристаллу приложено $\mathbf{E} \parallel X'_3$. Кроме того, в полученных уравнениях учитываются все изменения в конфигурации анизотропной сплошной среды, связанные с ее статической деформацией, и в частности, изменения формы кристалла — растяжение и поворот элементарных линий, параллельных ребрам образца [6].

Рассмотрим кубический пьезоэлектрик класса 23 с поверхностью среза (001) в направлении распространения ПАВ вдоль [100]. Дисперсионное уравнение для поверхностной волны (при $\bar{E}=0$) запишется в виде [7]

$$(C_{11}^E+C_{44}^E N_3^2-\rho_0 v^2)(C_{44}^E(1+N_3^2)-\rho_0 v^2)-(C_{13}^E+C_{44}^E)^2 N_3^2=0, \tag{10}$$

т. е. в данном случае в направлении [100] в плоскости (001) распространяется истинная двухпарциальная волна Рэлея. Кроме того, в этом же направлении существует также особая объемная волна. Приложение к кристаллу внешнего электрического поля вдоль X_1 ([100]), согласно принципу Кюри, понижает симметрию кристалла до моноклинной класса 2, где ось $2 \parallel [100]$. При этом индуцируются новые материальные постоянные

$$\tilde{C}_{16}=(C_{166}d_{14}-e_{124})\bar{E},\quad \tilde{C}_{45}=(C_{456}d_{14}-e_{156})\bar{E},$$
$$\tilde{C}_{36}=(C_{144}d_{14}-e_{114})\bar{E},\quad \tilde{e}_{15}=(e_{114}d_{14}+H_{11})\bar{E},$$
$$\tilde{e}_{33}=(e_{156}d_{14}+H_{44})\bar{E}. \tag{11}$$

Таким образом, выражение (10), являющееся бикубическим уравнением относительно N_3, становится полиномом восьмой степени, т. е. волна Рэлея из двухпарциальной трансформируется в пьезоактивную четырехпарциальную поверхностную волну. Следует отметить, что, хотя характеристическое уравнение — полином восьмой степени, коэффициенты этого полинома отличны от 0 только при четных степенях N_3, поэтому волна Рэлея остается истинной поверхностной волной, т. е. значения коэффициентов затухания ПАФ в глубь кристалла чисто мнимые.

Как показали расчеты на ЭВМ для кристалла $Bi_{12}GeO_{20}$, в данном случае коэффициент управляемости скоростью ПАВ

$$\alpha_v=\left.\frac{\Delta v}{v(0)\,\Delta\bar{E}}\right|_{\Delta\bar{E}\to 0} \tag{12}$$

равен $2.307\cdot10^{-11}$ м/В, для металлизированной поверхности кристалла $\alpha_v=3.21\cdot10^{-11}$ м/В. Коэффициент электромеханической связи $K^2(\bar{E})=0.06\cdot10^{-2}$ при $\bar{E}=10^8$ В/см.

В линейном случае, т. е. при $\bar{E}=0$, предельной волной является вырожденная сдвиговая объемная волна, удовлетворяющая условию свободной поверхности кристалла. Приложение внешнего электрического поля $\mathbf{M} \parallel [001]$, как уже рассматривалось нами ранее [8], вызывает снятие вырождения сдвиговых объемных волн. В этом случае предельной волной будет медленная сдвиговая объемная волна

$$\rho_0 v^2=C_{44}^E-(C_{44}^E d_{14}\bar{E}+\tilde{C}_{45}) \tag{13}$$

с вектором поляризации $\mathbf{u} \parallel (0, \sqrt{2}/2, -\sqrt{2}/2)$. Естественно, что такая предельная волна не удовлетворяет условию свободной поверхности.

Отметим, что аналогичная ситуация возникает и при приложении $\bar{E}$ вдоль оси X_3 (M ∥ [001]). Но в этом случае влияние $\bar{E}$ значительно меньше, чем при M ∥ N, $\alpha_v \sim 10^{-13}$ м/В.

Приложение внешнего электрического поля к кристаллу вдоль X_2 (M ∥ [010]) также понижает симметрию кристалла до моноклинной, но с направлением главной оси кристалла вдоль [010] и индуцированием новых материальных постоянных

$$\tilde{C}_{15}=(C_{155}d_{14}-e_{134})\,\bar{E},\quad \tilde{C}_{35}=(C_{166}d_{14}-e_{124})\,\bar{E},$$
$$\tilde{e}_{16}=(e_{156}d_{14}+H_{44})\,\bar{E},\quad \tilde{C}_{46}=(C_{456}d_{14}-e_{156})\,\bar{E},$$
$$\tilde{\varepsilon}_{13}=\left(H_{44}d_{14}+\varepsilon^{\eta}_{123}\right)\bar{E}. \qquad (14)$$

Характеристическое уравнение для волн Рэлея в этом случае будет иметь вид

$$p^4\left[C^E_{11}C^E_{44}-(a_{31}+a_{21})^2\right]+p^3\left[b_{33}C^E_{44}\bar{E}+C^E_{11}b_{11}\bar{E}-\left(C^E_{13}+C^E_{44}\right)(a_{31}+a_{21})\right]+$$
$$+p^2\left[C^E_{11}\left(C^E_{11}-\lambda\right)+C^E_{44}\left(C^E_{44}-\lambda\right)-b_{33}\bar{E}b_{11}\bar{E}-a_{21}a_{20}+a_{31}a_{20}+\left(C^E_{13}+C^E_{44}\right)^2\right]+$$
$$+p\left[b_{11}\bar{E}\left(C^E_{11}-\lambda\right)+b_{33}\bar{E}\left(C^E_{44}-\lambda\right)-\left(C^E_{13}+C^E_{44}\right)(a_{20}+a_{30})\right]+$$
$$+\left[\left(C^E_{11}-\lambda\right)\left(C^E_{44}-\lambda\right)-a_{30}a_{20}\right]=0, \qquad (15)$$

где $p\equiv N_3$, $\lambda=\rho_0 v^2$,

$$b_{11}=(C_{11}+C_{44})\,d_{14}+2\tilde{C}_{15},\quad b_{33}=(C_{12}+C_{44})\,d_{14}+2\tilde{C}_{35},\quad a_{20}=(C_{11}d_{14}\bar{E}+\tilde{C}_{15}),$$
$$a_{21}=(C_{44}d_{14}\bar{E}+\tilde{C}_{35}),\quad a_{30}=(C_{44}d_{14}\bar{E}+C_{15}),\quad a_{31}=(C_{11}d_{14}\bar{E}+\tilde{C}_{35}).$$

При $\bar{E}=0$ уравнение (15) тождественно (10). Решения уравнения (15) будут уже комплексными, т. е. истинная двухпарциальная волна Рэлея становится обобщенной волной. Изменение фазовой скорости в данном случае для кристалла $Bi_{12}GeO_{20}$ $\alpha_v=6.18\cdot10^{-12}$ м/В для свободной поверхности. Индуцирование пьезоконстанты $\tilde{e}_{16}$ делает возможным и существование волны Блюстейна—Гуляева, что было рассмотрено нами в [9].

Важной характеристикой любого волнового процесса является поток энергии волны. При распространении акустической волны в пьезокристалле, находящемся под воздействием внешнего электрического поля, средний во времени поток энергии через единицу площади в квазистатическом приближении определяется выражением [10]

$$P_A=-\frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left[i\omega\left(\tilde{\tau}_{AK}\tilde{u}^*_B\bar{C}_{BK}-\Phi\tilde{D}^*_A\right)\right], \qquad (16)$$

где $\bar{G}_{BK}=\delta_{BK}+2d_{JBK}\,M_J\bar{E}$ — тензор статической деформации Грина. Для практического применения обычно представляет интерес не поток энергии через единицу площади, а полный поток энергии, протекающий через полоску единичной ширины и бесконечной длины, ориентированной в направлении, перпендикулярном сагиттальной плоскости

$$W_A=-\frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} i\omega\left[\tilde{\tau}_{AK}\tilde{u}^*_I\bar{C}_{IK}-\Phi\tilde{D}^*_A\right]dX_3\right\}. \qquad (17)$$

Здесь и далее звездочка обозначает комплексно сопряженное число. Отношение W_2/W_1 характеризует направление потока энергии поверхностной волны. Подставляя в (17) уравнения (2), (3) и (7), произведя интегрирование и оставляя только члены, линейные по $\bar{E}$, получим

$$W_I=-\frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left\{\sum_{n=1}^{4}\sum_{m=1}^{4}\left[\left(\left(C^1_{IJKL}+2C^E_{IJFL}d_{PKF}M_P\bar{E}\right)N^{(n)}_L\alpha^{(n)}_K B_n+\right.\right.\right.$$

$$+ e^1_{LIJ} N_L^{(n)} B_n \alpha_4^{(n)}\Big) \alpha_J^{(m)*} B_m^* + B_m \alpha_4^{(m)} \Big(\big(e^1_{IJL} + 2e_{IFL} d_{KIF} M_K \bar{E}\big) N_L^{(n)*} \alpha_J^{(n)*} B_n^* +$$
$$+ \varepsilon^1_{IL} \alpha_4^{(n)*} B_n N_L^{(n)*}\Big)\Big] \omega / \Big[i \left(N_3^{(n)} - N_3^{(m)*}\right)\Big]. \qquad (18)$$

Обозначения C^1, e^1, ε^1 идентичны обозначениям в выражении (3).

На основании уравнений (6), (8), (18) был выполнен расчет анизотропии характеристик ПАВ (коэффициенты управления α_v, фазовые скорости v_R, коэффициенты электромеханической связи K^2, углы отклонения потока энергии) в кристаллах $Bi_{12}SiO_{20}$ и $LiNbO_3$ при различных вариантах приложения $\bar{E}$. Использованы данные работ [6, 11], в которых приводятся все независимые линейные и нелинейные упругие, пьезоэлектрические, диэлектрические и электрострикционные материальные постоянные этих кристаллов.

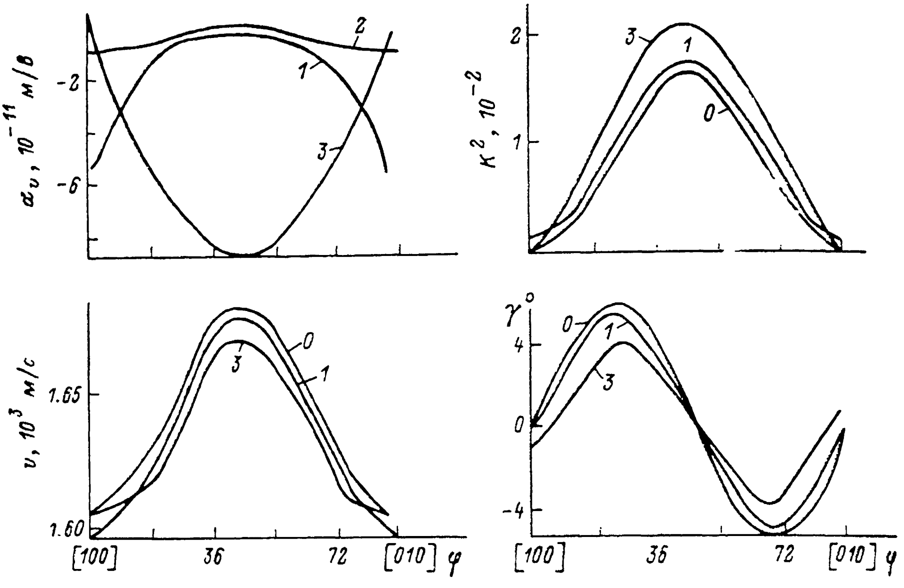

Рис. 1. Акустические характеристики ПАВ кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$ в (001).

α_v — коэффициент управляемости, v — фазовая скорость ПАВ, K^2 — КЭМС, γ^0 — углы отклонения потока энергии; *0* — $E = 0$, *1* — $\mathbf{M} \parallel X_1$, *2* — $\mathbf{M} \parallel X_2$, *3* — $\mathbf{M} \parallel X_3$, $E = 10^8$ В/м.

Некоторые примеры подобных расчетов приводятся на рис. 1 и 2 для плоскостей (001) кристаллов $Bi_{12}SiO_{20}$ и $LiNbO_3$. Более подробный анализ содержится в нашей работе [9].

Для волн Рэлея, распространяющихся в плоскости (001) кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$, приложение $\bar{E}$ вдоль волновой нормали $\mathbf{M} \parallel \mathbf{N}$ вызовет наибольшие изменения скоростей для направлений [100] и [010]. Небольшая асимметрия этой кривой отражает тот факт, что для этого случая данные направления, неразличимые при $\bar{E}=0$, становятся неравноправными вследствие различия по величине в нелинейных материальных постоянных. Так, в направлении [010] индуцируется эффективная упругая постоянная $\bar{C}_{16}=(C_{155}d_{14}-e_{134})\bar{E}$, отличная от соответствующей величины в (11).

При приложении $\bar{E}$ вдоль X_3 ($\mathbf{M} \parallel$ [001]) достигается максимальное изменение скорости ($\alpha_v=-9.03\cdot10^{-11}$ м/В). Напротив, наименьшее влияние на изменение характеристик ПАВ окажет приложение $\bar{E}$ вдоль X_2.

Рассмотрим Z-срез ниобата лития (точечная группа симметрии $3m$). Приложение $\bar{E} \parallel X_1'$, т. е. вдоль направления распространения ПАВ, согласно принципу Кюри, понижает симметрию кристалла до триклинной класса 1, вследствие чего в направлениях [10$\bar{1}$0] и [01$\bar{1}$0], равноправных в «линейном» случае, изменения фазовой скорости существенно различны: $\alpha_v=-2.58\cdot10^{-10}$ м/В и $\alpha_v=7.61\cdot10^{-11}$ м/В соответственно. Определенный практический интерес представляет изменение угла отклонения потока энергии от сагиттальной плоскости в направлении [10$\bar{1}$0]: $\gamma(0)=5.5°$, $\gamma(\bar{E})=-5.0°$ при $\bar{E}=10^8$ В/м.

Приложение $\bar{E}$ вдоль X_3 (M ‖ [001]), т. е. вдоль оси симметрии третьего порядка кристалла не изменяет исходную симметрию. Максимальное значение $\alpha_v=-6.87\cdot10^{-11}$ м/В достигается в направлении [10$\bar{1}$0] (рис. 2).

В работах [4, 5] было экспериментально исследовано влияние $\bar{E}$ на фазовую скорость ПАВ в 38° X-срезе и 16.5° DR-срезе кристалла $LiNbO_3$, в которых была показана линейная зависимость изменения фазовой скорости от величины $\bar{E}$. Экспериментальные значения α_v в данных срезах: $1.41\cdot10^{-10}$ м/В и $1.36\cdot10^{-10}$ м/В соответственно. Наши расчеты для этих срезов дали результаты: $\alpha_v=1.575\cdot10^{-10}$ м/В и $\alpha_v=1.52\cdot10^{-10}$ м/В соответ-

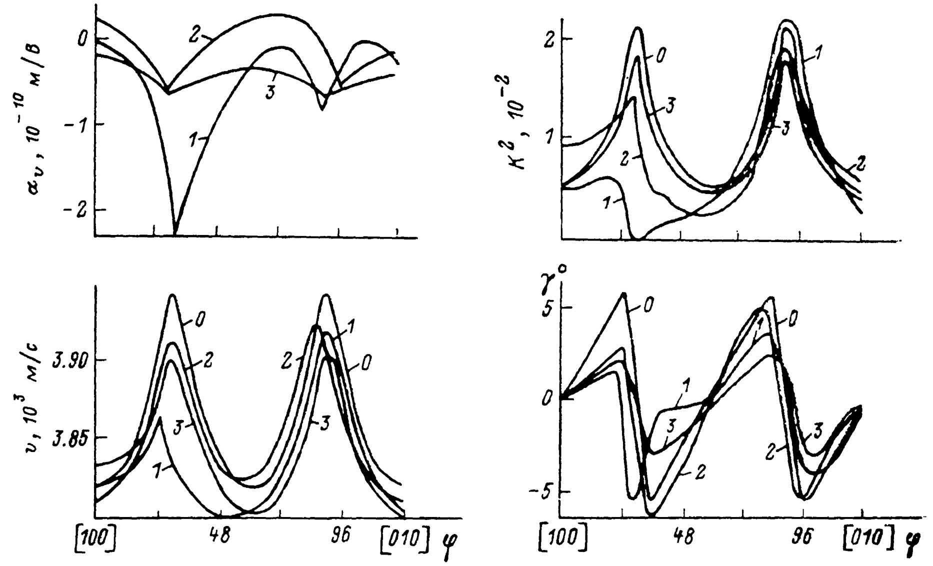

Рис. 2. Акустические характеристики ПАВ кристалла $LiNbO_3$ в (001) (Z-срез) при $\bar{E}=10^8$ В/м (обозначения см. для рис. 1).

ственно, что можно считать весьма хорошим совпадением. Следует отметить, что максимальное значение коэффициент α_v, как показали расчеты, достигает в 61° X-срезе и равен $\sim2.5\cdot10^{-10}$ м/В [9].

Сравнивая величины коэффициентов управления скоростью ПАВ в двух исследованных кристаллах, следует отметить более высокие значения для $LiNbO_3$, что коррелирует и с лучшими характеристиками управления скоростью объемных волн в ниобате лития.

Таким образом, получены основные уравнения и граничные условия, описывающие распространение поверхностных акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах, подвергнутых воздействию внешнего электрического поля, в предположении линейной зависимости изменения фазовой скорости ПАВ от величины $\bar{E}$ и для однородного электрического поля. Исследовано влияние внешнего электрического поля на свойства волн Рэлея и предельную скорость ПАВ в кристаллах класса симметрии 23. В зависимости от варианта приложения $\bar{E}$ изменяется эффективная симметрия кристалла, и волна Рэлея трансформируется либо в четырехпарциальную поверхностную волну, либо в обобщенную волну.

На примере кристаллов $Bi_{12}SiO_{20}$ и $LiNbO_3$ выполнен расчет на ЭВМ анизотропии характеристик ПАВ: коэффициентов управляемости фазовых скоростей, коэффициентов электромеханической связи и углов отклонения потока энергии от сагиттальной плоскости. Для совпадающих расчетной и экспериментальной ситуаций получено хорошее соответствие результатов.

Полученные уравнения и формулы являются достаточно общими, и развитый в данной работе метод численного анализа на ЭВМ можно распространить — при известных нелинейных постоянных — на более низкосимметричные кристаллы.

Список литературы

[1] Белый В. Н., Севрук Б. Б. // ДАН БССР. 1984. Т. 28. № 4. С. 332—335.
[2] Кессених Г. Г., Шувалов Л. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 2385—2391.
[3] Гуляев Ю. В., Каринский С. С., Модников В. В. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. № 17. С. 731—734.
[4] Джоши С. Р. // ТИИЭР. 1982. Т. 70. № 1. С. 112—113.
[5] Budreau A. J., Scalzi G. I., Carr P. H., Bersoni H. L. // IEEE Trans. Son. Ultrason. 1984. V. 31. N 6. P. 646—651.
[6] Зайцева М. П., Кокорин Ю. И., Сандлер Ю. М., Зражевский В. М., Сорокин Б. П. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука. 1986. 177 с.
[7] Альшиц В. И., Любимов В. Н. // Кристаллография. 1985. Т. 30. № 3. С. 437—444.
[8] Сорокин Б. П., Кокорин Ю. И., Бурков С. И., Александров К. С. // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 4. С. 706—709.
[9] Александров К. С., Бурков С. И., Сорокин Б. П. // Препринт ИФ СО АН СССР № 525 Ф. Красноярск, 1988. 45 с.
[10] Бурков С. И., Сорокин Б. П., Кокорин Ю. И., Александров К. С. // Препринт ИФ СО АН СССР. № 438 Ф. Красноярск, 1987. 44 с.
[11] Cho Y., Yamanouchi K. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 3. P. 875—887.

Красноярский государственный университет
Красноярск

Поступило в Редакцию
7 августа 1989 г.