

УДК 534.2

© 1993 г. А.И. Козлов

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ВЫТЕКАЮЩЕЙ
АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ПОВЕРНУТЫХ
Y-СРЕЗАХ LiNbO_3

Рассчитаны параметры вытекающих акустических волн в повернутых Y-срезах LiNbO_3 . Уточнены данные для ТКЗ таких волн в $Y + 41^\circ$ и $Y + 64^\circ$ -срезах кристалла. Изучены особенности вытекающих решений в ниобате лития при $\theta \approx 128^\circ$.

Экспериментально открытые сравнительно недавно [1] вытекающие (псевдоповерхностные) акустические волны в $Y + 41^\circ$ - и $Y + 64^\circ$ -срезах ниобата лития нашли применение в акустоэлектронных фильтрах благодаря высокой скорости распространения (порядка 4000 м/с) и относительно малым потерям на преобразование ($K^2 \approx 10\%$) [2–4]. Однако свойства таких волн до сих пор изучены весьма слабо. В данной работе представлены результаты расчетов температурных коэффициентов задержки для вытекающих волн, распространяющихся в повернутых Y-срезах кристаллов ниобата лития.

Геометрия задачи приведена на рис. 1. Ось X_1 неподвижной системы координат совпадает с направлением распространения волны, ось X_3 перпендикулярна к поверхности кристалла, а ось X_2 дополняет их до правой тройки. Кристаллографическая ось X совпадает с X_1 , а ось Z поворачивается относительно X_3 на угол β вокруг X_1 . При этом обычно используемый в литературе угол поворота θ [2–3] выражается следующим образом: $\theta = 90^\circ - \beta$. Для удобства сравнений всюду далее мы будем использовать угол θ .

Как известно, уравнения движения в пьезоэлектрике имеют вид

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} + e_{ijk} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_k} \\ e_{ijk} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} = \epsilon_{ik} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_k} \end{cases} \quad (1)$$

где $i, j, k, l = 1, 2, 3$, ρ – плотность кристалла, c_{ijkl} , e_{ijk} , ϵ_{ij} – соответственно тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических констант.

Решение задачи о распространении вытекающих волн мы будем искать в таком виде:

$$\begin{cases} u_j = U_j \exp\{i[q_1(1+i\delta)x_1 + q_3x_3 - \omega t]\} \\ \phi = \Phi \exp\{i[q_1(1+i\delta)x_1 + q_3x_3 - \omega t]\} \end{cases} \quad \text{– в кристалле} \quad (2)$$

и $\phi_v = \Phi_v \exp\{i[q_1(1+i\delta)x_1 - \omega t] - q_1(1+i\delta)x_3\}$ – в вакууме (2), где δ – коэффициент затухания в направлении распространения.

Задавшись некоторыми пробными значениями циклической частоты ω , а также q_1 и δ , подставляем решения (2) в систему уравнений (1), после чего, приравняв нулю детерминант получившейся системы линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд U_j и Φ , получим полином восьмой степени с комплексными коэффициентами относительно констант спадания решений с глубиной q_3 . Найдя восемь корней этого полинома, оставляем из них четыре: один из корней — назовем его q_{31} — должен иметь отрицательную действительную часть и положительную мнимую, соответствуя излучению объемной волны вглубь кристалла; три другие — q_{3l} , $l = 2, 3, 4$ — имеют отрицательные мнимые части. Выражая из системы уравнений движения амплитуды парциальных решений U_{jl} , Φ_l при соответствующих q_{3l} , представляем линейную комбинацию

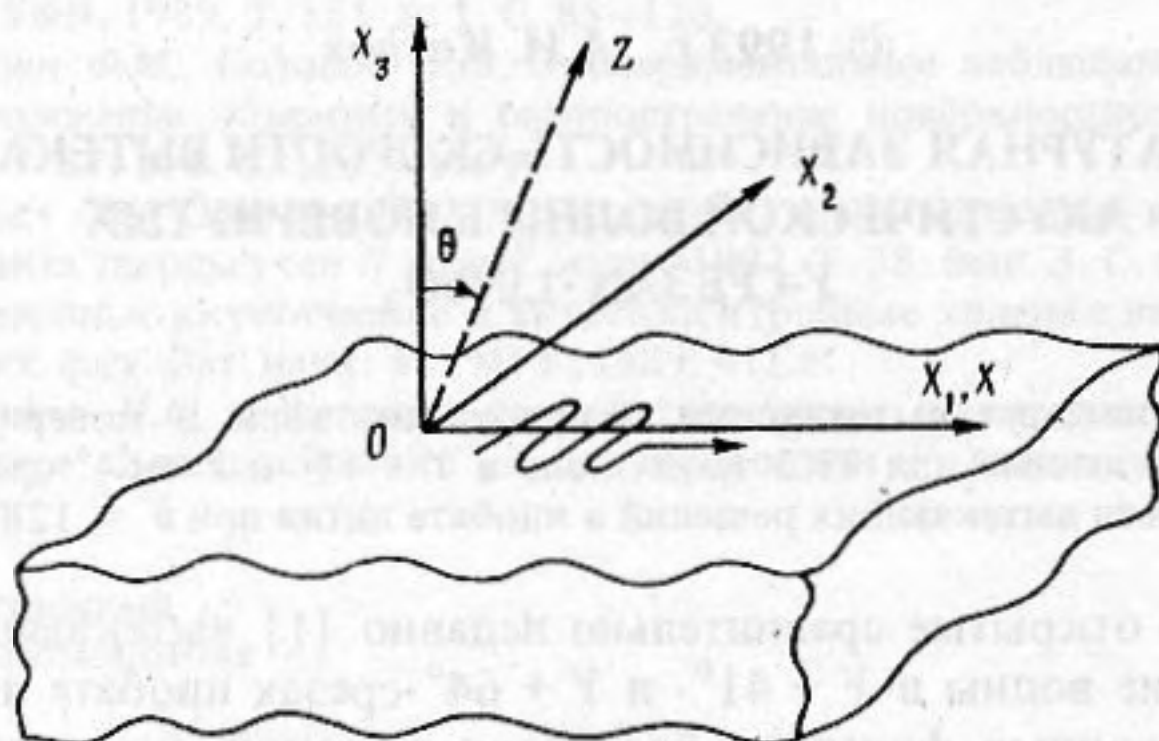


Рис. 1. Геометрия задачи

этих решений в систему уравнений граничных условий, состоящих в отсутствии упругих напряжений, непрерывности нормальной компоненты вектора электрической индукции и электростатического потенциала на свободной поверхности кристалла:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{3j} &= c_{3jkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + e_{k3j} \frac{\partial \phi}{\partial x_k} = 0 \\ e_{3kl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \epsilon_{3k} \frac{\partial \phi}{\partial x_k} + \epsilon_0 \frac{\partial \phi_v}{\partial x_3} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{— при } x_3 = 0. \quad (3)$$

Здесь ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. (На металлизированной поверхности последнее уравнение заменяется на условие равенства нулю электростатического потенциала.) Приравнивая нулю детерминант системы граничных условий, определяем ω , q_1 и δ .

Графики скорости вытекающей волны на свободной и на металлизированной поверхности кристалла ниобата лития и коэффициента затухания в направлении распространения в зависимости от угла поворота θ представлены на рис. 2. В расчетах были использованы значения материальных констант из работы [5]. Сравнение кривых, приведенных на рис. 2, с соответствующими кривыми из работы [2] показывает их общее сходство, несмотря на небольшие расхождения в числовых значениях, обусловленные использованием разных наборов числовых констант. (Отметим попутно расхождение в значениях скорости вытекающей волны в $Y + 41^\circ$ - и в $Y + 64^\circ$ -срезах по данным работ [2 и 3]. Нетрудно показать, что эти расхождения связаны с использованием авторами работы [3] слишком грубого числового значения ϵ_0 , что заметно сказывается на величине скорости в силу высокой пьезоактивности вытекающей волны.) Итак, при выбранных нами значениях констант, срез, в котором скорость распространения

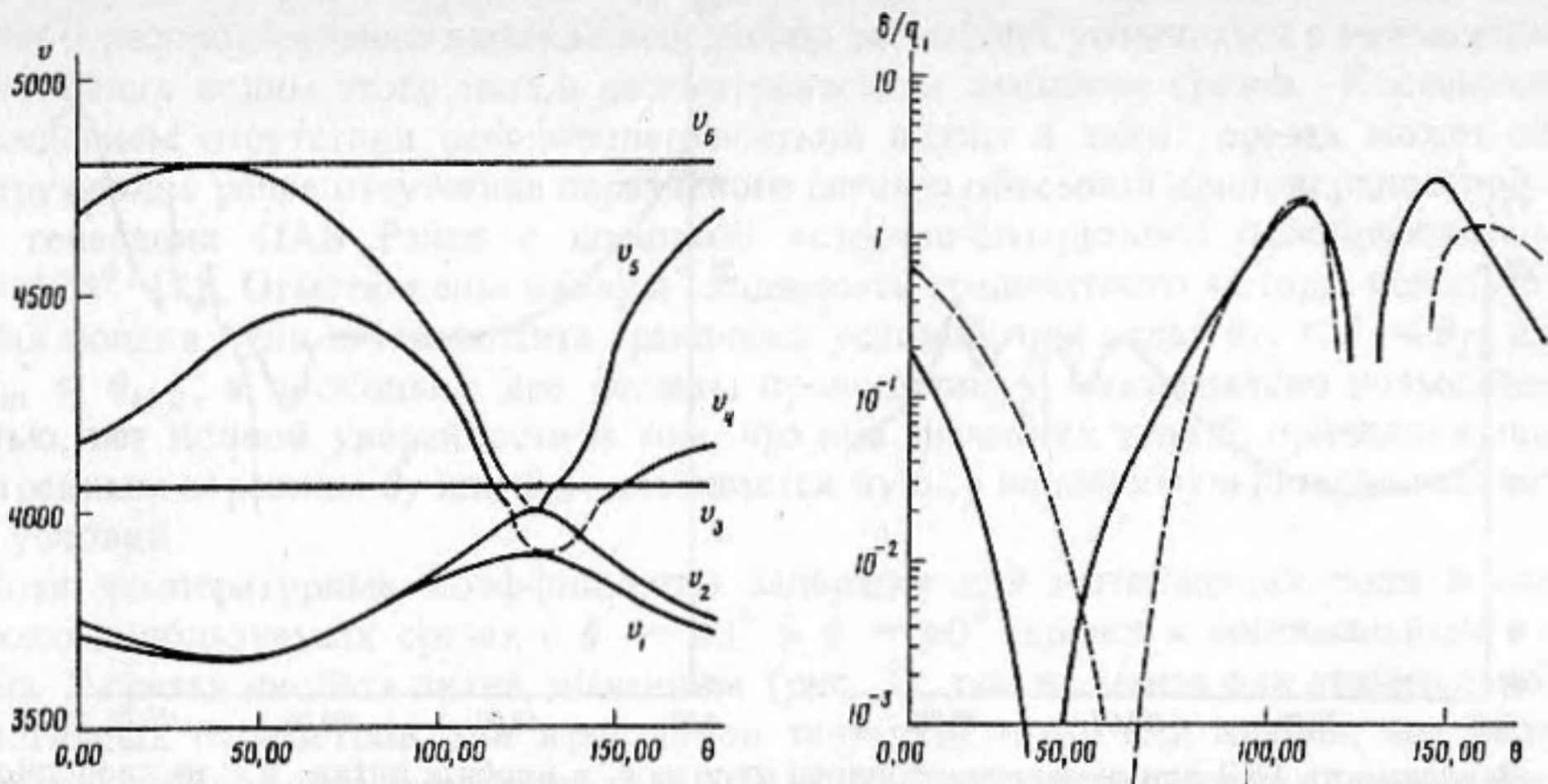


Рис. 2. Зависимости скоростей упругих волн и коэффициента затухания для вытекающей волны от угла поворота Y-среза в ниобате лития: а – скорости акустических волн; v_1 и v_2 – скорости волны Рэлея на металлизированной и свободной поверхностях соответственно, v_3 – скорость медленной объемной сдвиговой волны, v_4 и v_5 – скорости вытекающей волны на металлизированной и свободной поверхностях, v_6 – скорость быстрой сдвиговой объемной волны; б – коэффициент затухания для вытекающих волн; сплошная кривая относится к свободной поверхности, штриховая – к металлизированной. Угол θ выражен в градусах, скорости – в метрах в секунду, коэффициент затухания в децибелах на длину волны

псевдоповерхностной волны вдоль свободной поверхности v_L максимальна и одновременно близок к нулю коэффициент затухания δ/q_1 , соответствует углу $\theta = 37,5^\circ$, а на металлизированной поверхности минимальное значение коэффициента затухания достигается при $\theta = 59,5^\circ$.

Как видно из графиков на рис. 2, а, в некоторых срезах ниобата лития скорость волны Рэлея на свободной поверхности v_R превышает скорость вытекающей волны на металлизированной поверхности v_{Lm} , что, на первый взгляд, приводит к неопределенности эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{eff} в этих срезах, потому что ϵ_{eff} как функция скорости имеет нуль $v = v_R$ и полюс при $v = v_{Rm}$ (v_{Rm} – скорость рэлеевской волны на металлизированной поверхности кристалла), а при $v = v_L$ и $v = v_{Lm}$ нуль и полюс имеет действительная часть ϵ_{eff} [6]. Расчеты, однако, показывают, что при достаточно больших значениях δ истинные величины v_L и v_{Lm} заметно отклоняются от нуля и полюса $\text{Re}(\epsilon_{eff})$.

На рисунках 3, в, б приведены результаты расчетов температурных коэффициентов задержки (ТКЗ) для вытекающих волн в повернутых Y-срезах LiNbO_3 . Основные параметры таких волн в наиболее важных с практической точки зрения срезах приведены в таблице. Из этой таблицы следует, что приведенные в работе [2] значения ТКЗ для Y + 41°- и Y + 64°-срезов ниобата лития завышены, причем для свободной поверхности кристалла – примерно на 30%. Расчеты показали, что эта разница в значениях ТКЗ не объясняется различием в исходных материальных константах.

Кроме того, на графиках зависимостей ТКЗ от θ обращают на себя внимание разрывы при $\theta_{f1} = 138,5^\circ$ и $\theta_{f2} = 146^\circ$ для свободной поверхности и при $\theta_{m1} = 125^\circ$ и $\theta_{m2} = 149,5^\circ$ для металлизированной поверхности. (На рис. 2, а и рис. 3 участки кривых $v_L(\theta)$, $v_{Lm}(\theta)$ и ТКЗ (θ) в диапазонах углов $\theta_{f1} \leq \theta_f \leq \theta_{f2}$ и $\theta_{m1} \leq \theta_m \leq \theta_{m2}$ отмечены пунктирными линиями.) Сравнение с кривыми, изображенными на рис. 2, б, показывает, что диапазоны углов $\theta_{f1} \leq \theta_f \leq \theta_{f2}$ и $\theta_{m1} \leq \theta_m \leq \theta_{m2}$, в которых наблюдаются особенности поведения ТКЗ, полностью совпадают с диапазонами, в которых коэффициент затухания вытекающей волны в направлении распространения равен нулю. Ниже приведены константы спадания с глубиной q_{31} и амплитуды парциальных решений

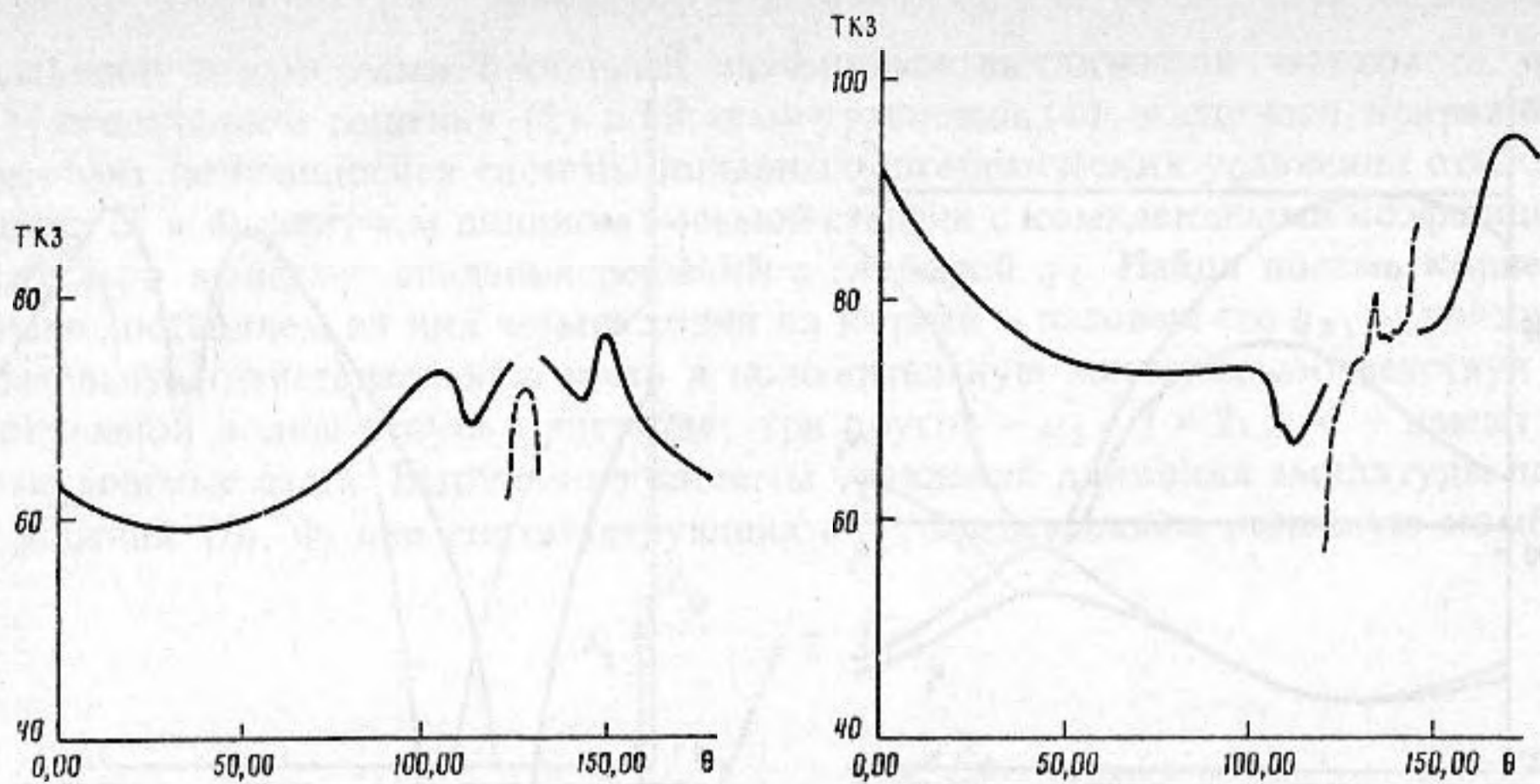


Рис. 3. Зависимость ТКЗ для вытекающей волны от угла θ в ниобате лития; а — на свободной поверхности кристалла; б — на металлизированной поверхности. ТКЗ выражен в 10^{-6} K^{-1}

U_{jl}, Φ_l для угла $\theta = 127,5^\circ$ (при этом угле значение скорости минимально) и свободной поверхности кристалла.

$$q_1 = 0,1600i \text{ м}^{-1},$$

$$U_{11} = 0,0157 \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$U_{31} = -0,0002i \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$q_2 = (0,3810 - 0,4232i) \text{ м}^{-1},$$

$$U_{12} = 0,6034 \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$U_{32} = (-0,7160 - 0,3465i) \times 10^{-11} \text{ м}, \quad \Phi_2 = (0,0335 + 0,0752i) \text{ В};$$

$$q_3 = (-0,3810 - 0,4232i) \text{ м}^{-1},$$

$$U_{13} = 0,6034 \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$U_{33} = (0,7160 - 0,3465i) \times 10^{-11} \text{ м}, \quad \Phi_3 = (-0,0335 + 0,0752i) \text{ В};$$

$$q_4 = -1,9501i \text{ м}^{-1},$$

$$U_{14} = 0,9450 \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$U_{34} = -0,3170i \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$U_{21} = 0,9999i \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$\Phi_1 = (0,0335 + 0,0752i) \text{ В};$$

$$U_{22} = (-0,0062 - 0,0563i) \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$U_{23} = (0,0062 - 0,0563i) \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$U_{24} = -0,0805i \times 10^{-11} \text{ м},$$

$$\Phi_4 = -0,1287i \text{ В}$$

Из представленных данных видно, что, хотя в этом срезе $\delta/q_1 \approx 0$, одна из констант q_{31} имеет довольно значительную по величине положительную мнимую часть, что должно соответствовать излучению энергии вглубь полупространства. Но, как показывают расчеты, вектор потока энергии для такой волны направлен вдоль поверхности кристалла и быстро нарастает по модулю с глубиной. Такое поведение формального решения

Срез		Скорость, м/с	Коэффициент затухания, дБ/длина волны	ТКЗ, 10^{-6} 1/К
$\theta = 37,5^\circ$	Свободная поверхность	4801,7	$9,62 \times 10^{-7}$	59
	Металлизированная поверхность	4373,3	$2,98 \times 10^{-2}$	77
$\theta = 59,5^\circ$	Свободная поверхность	4756,9	$2,93 \times 10^{-2}$	60
	Металлизированная поверхность	4466,3	$2,47 \times 10^{-7}$	74

задачи о распространении вытекающей волны заставляет усомниться в возможности существования волны этого типа в рассматриваемом диапазоне срезов. Косвенным подтверждением отсутствия псевдоповерхностной волны в таких срезах может служить обнаруженное ранее отсутствие паразитного сигнала объемной приповерхностной волны при генерации ПАВ Рэлея с помощью встречно-штырьвого преобразователя при $\theta \approx 128^\circ$ [7]. Отметим еще плохую сходимость градиентного метода, использованного для поиска нуля детерминанта граничных условий, при углах $\theta_{f1} \leq \theta_f \leq \theta_{f2}$ и $\theta_{m1} \leq \theta_m \leq \theta_{m2}$, а поскольку все расчеты проводились с максимально возможной точностью, нет полной уверенности в том, что при значениях угла θ , принадлежащих рассмотренным отрезкам θ_f или θ_m , достигается нуль, а не минимум детерминанта граничных условий.

Хотя температурные коэффициенты задержки для вытекающих волн в наиболее широко используемых срезах с $\theta \approx 40^\circ$ и $\theta \approx 60^\circ$ близки к минимальным в повернутых Y-срезах ниобата лития значениям (рис. 3), тем не менее они значительно выше аналогичных параметров для кристаллов танталата лития или кварца, что заставляет использовать слоистые структуры типа $\text{SiO}_2/\text{LiNbO}_3$ для изготовления термостабильных звукопроводов.

Автор выражает свою признательность В.П. Плесскому и Клинтону, С. Хартману за полезное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Engan H., Ingebrigtsen K.A., Tonnig A. Elastic surface waves in α -quartz: observation of leaky surface waves // Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. N 11. P. 311–313.
2. Yamanouchi K., Takeuchi M. Application for piezoelectric leaky surface waves // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1990. V. 1. P. 11–18.
3. Doisy M., Hode J.-M., Desbois J., Boyer L. Electroacoustic characterization of $+64^\circ$ and $+41^\circ$ Y-rotated LiNbO_3 for wide band-width low loss filter design // IEEE Ultrasonics Symp. Proc. 1990. V. 1. P. 439–444.
4. Доберштейн С.А., Малюхов В.А. Самосогласованные кольцевые фильтры на ПАВ с малыми потерями // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1991. Т. 34. Вып. 10. С. 105–108.
5. Smith R.T., Welsh S.F. Temperature dependence of the elastic, piezoelectric and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 4. P. 2219–2230.
6. Browning T.I., Lewis M.F., Milsom R.F. Surface acoustic waves on rotated Y-cut LiTaO_3 // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1978. P. 586–589.
7. Shibayama K., Yamanouchi K., Sato H., Meguro T. Optimum cut for rotated Y-cut LiNbO_3 crystal used as the substrate of acoustic surface-wave filters // Proc. IEEE 1976. V. 64. N 6. P. 2219–2230.

Институт радиотехники
и электроники

Поступила в редакцию
16.06.92

A.I. Kozlov

TKD CALCULATION FOR LEAKY ACOUSTIC WAVES IN ROTATED Y-CUTS OF LiNbO_3

The properties of leaky elastic waves in rotated Y-cuts of a LiNbO_3 crystal is calculated. More precise data for TKD in Y $+41^\circ$ and Y $+64^\circ$ cuts are obtained. The specific features of leaky-type solutions for LiNbO_3 in cuts with θ about 128° are considered.