

Краткие сообщения

08

Внутренняя коническая рефракция в нелинейных электроакустических кристаллах во внешних электрических полях

© Б.Д. Зайцев, И.Е. Кузнецова

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 24 января 1997 г.)

К настоящему времени изучены многие акустические свойства нелинейных пьезоэлектрических и электрострикционных кристаллов во внешних электрических полях, такие как изменение фазовой скорости [1–4] и эллиптическая поляризация, возникающая при распространении волны вдоль акустической оси при снятии вырождения [5, с. 92]. Однако влияние электрического поля на параметры внутренней конической рефракции [5, с. 50], представляющее практический интерес, оказалось неизученным. В настоящей работе впервые исследовалось изменение параметров конической рефракции от внешнего электрического поля на примере поперечных объемных акустических волн, распространяющихся вдоль акустических осей Z и $[111]$ в ниобате лития и титанате стронция соответственно.

С помощью уравнений Кристоффеля, описывающих объемные акустические волны малой амплитуды в нелинейных электроакустических кристаллах во внешних электрических полях [2], были получены компоненты тензора Грина–Кристоффеля для механически зажатого

$$\Gamma_{ij} = C_{pkdl}^* N_p N_l + \frac{e_{lpk}^* N_p N_l e_{mdl}^* N_m N_l}{\varepsilon_{mn}^* N_m N_n} \quad (1)$$

и механически свободного состояний кристалла

$$\Gamma_{ij} = C_{pkdl}^{**} N_p N_l + \frac{e_{lpk}^* N_p N_l e_{mdl}^{**} N_m N_l}{\varepsilon_{mn}^* N_m N_n}, \quad (2)$$

где Γ_{ij} — тензор Грина–Кристоффеля; N_k, N_l, N_m, N_n — компоненты единичной нормали к волновому фронту; C_{pkdl} — эффективные модули упругости; e_{lpk} — эффективные пьезомодули; ε_{mn} — эффективные компоненты тензора диэлектрической проницаемости; * и ** соответствуют механически зажатому и механически свободному состояниям кристалла.

Аналитические выражения для эффективных констант рассматриваемых кристаллов приведены в [6,7].

Собственные значения и собственные векторы соответствующего тензора Грина–Кристоффеля определялись численным путем без каких-либо ограничений и допущений. Необходимые для расчетов материальные константы ниобата лития и титаната стронция были

взяты из [8–10]. Компоненты скорости переноса энергии определялись следующим образом [11]:

$$V_i^E = \frac{1}{\rho V} \left\{ \left[C_{ijkl}^* + \frac{e_{nij}^* N_m e_{nkl}^* N_n}{\varepsilon_{mn}^* N_m N_n} \right] N_k U_j U_l \right\}. \quad (3)$$

Здесь N_k — компонента единичного вектора направления распространения волны; U_j — компонента единичного вектора поляризации; ρ — плотность; V — фазовая скорость. Коническую рефракцию охарактеризуем двумя углами α и ψ , где α — угол между фазовой и групповой скоростью, ψ — азимутальный угол, отсчитываемый от оси Y , который определяет положение вектора поляризации волны, лежащего в плоскости вырождения (YZ). В работе обсуждается влияние электрического поля на угол рефракции α и на зависимость $\alpha(\psi)$. Мы не приводим полевых зависимостей второго азимутального угла в плоскости YZ , определяющего направление скорости переноса энергии, который во всех случаях приблизительно равен 2ψ .

Рассмотрим акустическую ось Z ниобата лития. Электрическое поле, параллельное этой оси, сохраняет ее местоположение, но меняет угол конической рефракции α , как показано на рис. 1, *a*, по линейному закону. При смене направления электрического поля изменение угла $\Delta\alpha$ становится отрицательным, т.е. угол рефракции начинает уменьшаться с ростом напряженности (рис. 1, *a*). Переключение полярности поля при его напряженности $2 \cdot 10^7$ В/м меняет угол α на 1° . При этом последний не зависит от азимутального угла ψ , т.е. конус рефракции остается круговым.

Электрическое поле, параллельное оси Y , приводит к смещению акустической оси, а конус перестает быть круговым. Это демонстрирует рис. 1, *b*, где представлены зависимости $\alpha(\psi)$ для механически свободного и механически зажатого состояний кристалла. В первом случае максимальное значение $\Delta\alpha$ составляет 5° , во втором — 2° при смене полярности поля, имеющего напряженность $5 \cdot 10^7$ В/м.

Теперь рассмотрим акустическую ось $[111]$ титаната стронция. Электрическое поле, параллельное этой оси, не снимает вырождение, и местоположение оси сохраняется. На рис. 2, *a* показана полевая зависимость

угла рефракции, которая сильно отличается от линейной и не зависит от знака поля. Максимальные значения $\Delta\alpha$ составляют 1 и 2° для механически свободного и механически зажатого состояний соответственно при изменении напряженности поля от 0 до $4 \cdot 10^7$ V/m. При этом конус рефракции остается круговым.

Электрическое поле, перпендикулярное оси [111], приводит к ее смещению, и конус перестает быть круговым. Это демонстрируется рис. 2, *b*, где представлены зависимости $\alpha(\psi)$ для механически свободного и механически зажатого кристаллов при двух ориентациях поля $\mathbf{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}2]$ и $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$. Максимальные значения $\Delta\alpha$ составляют 2° и 3° для механически свободного и механически зажатого состояний соответственно при изменении поля от 0 до $3 \cdot 10^7$ V/m.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована возможность эффективного управления акустическим лучом в пространстве с помощью электрического поля при распространении волны вдоль акустической оси. Показано, что при реально достижимых напряженностях поля (до 200 kV/cm) изменение направления распространения энергии может достигать нескольких градусов. Простой конкретный пример показывает к чему это может привести. Так, для звукопровода длиной 5 см изменение направления распространения на 1° приводит

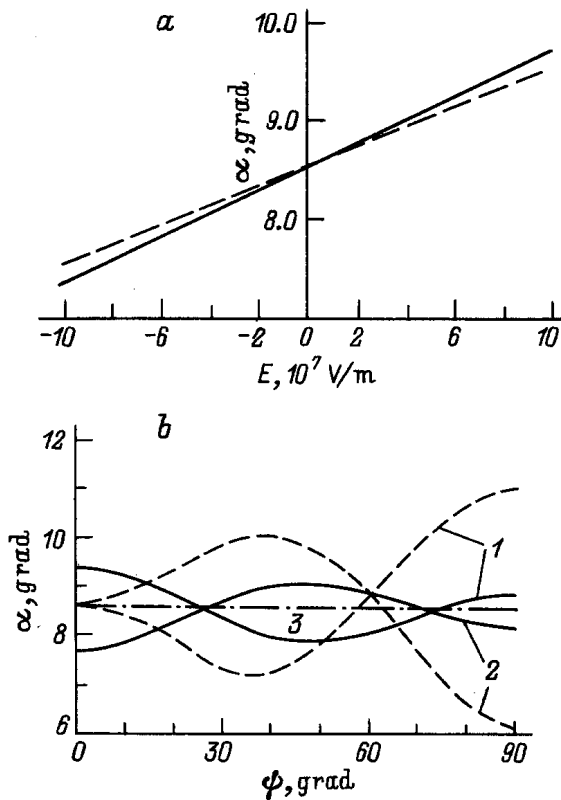


Рис. 1. Полевая зависимость угла рефракции α для $\mathbf{E} \parallel Z$ (а) и зависимость $\alpha(\psi)$ при различных значениях напряженности поля для $\mathbf{E} \parallel Y$ (б) в LiNbO_3 . $E, \text{V/m}$: 1 — $5 \cdot 10^7$, 2 — $5 \cdot 10^7$, 3 — 0. Сплошные линии — механически зажатое состояние, штриховые — механически свободное.

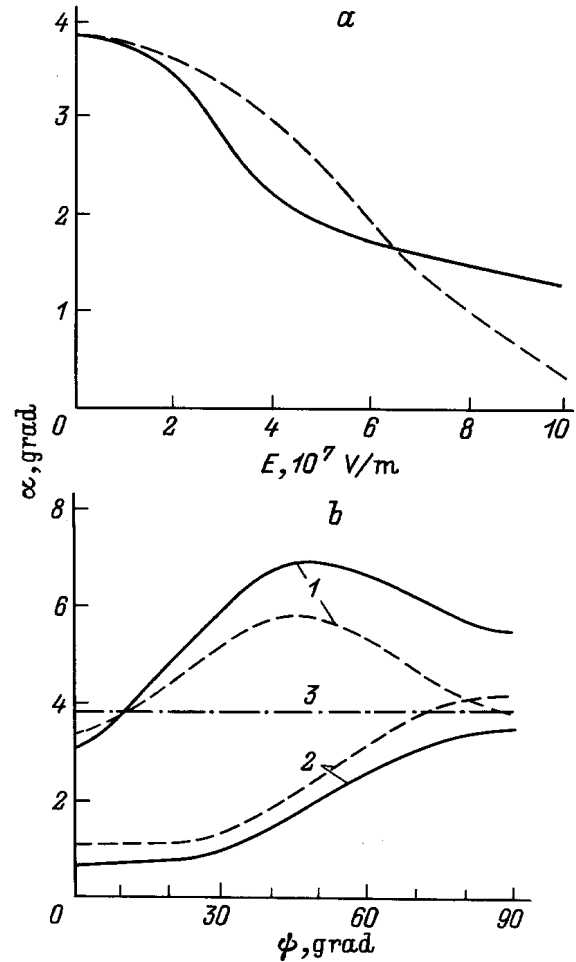


Рис. 2. Полевая зависимость угла рефракции α для $\mathbf{E} \parallel [111]$ (а) и зависимость $\alpha(\psi)$ при различных значениях напряженности поля (б) в SrTiO_3 . 1 — $\mathbf{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}2]$, $E = 3 \cdot 10^7$ V/m, 2 — $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$, $E = 3 \cdot 10^7$ V/m, 3 — $E = 0$. Сплошные линии — механически зажатое состояние, штриховые и пунктир — механически свободное.

к смещению акустического луча на 1 mm относительно приемного преобразователя. На частоте ~ 5 GHz при обычно применяемой апертуре акустического луча ~ 0.5 mm это соответствует глубине модуляции в несколько десятков децибел, что намного больше по сравнению с электрически управляемой эллиптической поляризацией, при которой максимальная глубина амплитудной модуляции составляет всего 3 dB [5, с. 95].

В целом впервые изученные электрически управляемые характеристики конической рефракции показывают возможность разработки высокоэффективных модуляторов, переключателей и затворов акустических волн для различных логических элементов и других устройств обработки сигналов. При этом возможно управление электрическим полем как постоянным или низкочастотным переменным, так и высокочастотным переменным. В первом случае кристалл является механически свободным, во втором — механически зажатым.

Список литературы

- [1] *Белый В.Н., Севрук Б.Б.* // ДАН БССР. 1984. Т. 28. № 4. С. 332–335.
- [2] *Зайцева М.П., Кокорин Ю.И., Сандлер Ю.М.* и др. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука, 1986. 177 с.
- [3] *Волоцкий А.Е., Зайцев Б.Д., Нейман В.И., Симицын Н.И., Федоренко В.А.* // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 840–846.
- [4] *Волоцкий А.Е., Зайцев Б.Д., Федоренко В.А.* // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 1. С. 12–18.
- [5] *Лямов В.Е.* Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействующих акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983. 223 с.
- [6] *Зайцев Б.Д., Калинин В.Ю., Кузнецова И.Е.* // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 3. С. 383–388.
- [7] *Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E.* // IEEE Ultrason., Ferroel. and Freq. Contr. 1996. Vol. 43. N 4. P. 701–708.
- [8] *Cho Y., Yamanouchi K.* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61(3). N 1. P. 875–887.
- [9] Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [10] *Коробов А.И., Бражский Ю.А.* // ФТТ. 1996. Т. 38. Вып. 1. С. 63.
- [11] *Александров К.С., Бурков С.И., Сорокин Б.П.* // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 1. С. 186–192.