

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kim K. Y., Sachse W. X-ray generated ultrasound // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 1099–1101.
2. Радиационная акустика // Под ред. Лямшева Л.М., М.: Наука, 1987. 136 с.
3. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
4. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Акустическая дозиметрия интенсивных электронных пучков // ЖТФ. 1980. Т. 50. В. 1. С. 213–215.
5. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Радиационно-акустический метод исследования материалов при облучении электронными пучками наносекундной длительности // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983. С. 93–101.
6. Бакшт Р.Б., Лучинский А.В., Федюнин А.В. Источники мягкого рентгеновского излучения с использованием каскадированного лайнера: Препринт № 30. Томск: ТНЦ СО АН СССР, 1990. 12 с.
7. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Способ динамической тарировки пьезоэлектрических датчиков давления и устройство для его реализации: А.с. № 854132 СССР // БИ. 1981. № 29.

Поступило в редакцию
16.01.92

Институт сильноточной
электроники

УДК 548:53+534.22

© 1992 г. А.Е. Волоцкий, Б.Д. Зайцев, В.А. Федоренко

К ВОПРОСУ О НЕСИММЕТРИЧНОСТИ ТЕНЗОРА ГРИНА–КРИСТОФФЕЛЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Известно [1–4], что внешнее статическое воздействие, приложенное к нелинейному кристаллу, приводит к изменению его акустических свойств, поскольку эффективные материальные константы становятся зависящими от величины и ориентации внешнего воздействия. При этом в соответствии с принципом Кюри кристалл переходит из одного кристаллографического класса в другой с более низкой симметрией. Известно также [5], что для кристалла с произвольной симметрией без учета затухания тензор Грина–Кристоффеля, описывающий объемные акустические волны малой амплитуды, является симметричным и имеет вещественные компоненты. Поэтому вдоль любого направления в безграничном кристалле могут распространяться три плоские линейно поляризованные упругие моды со строго перпендикулярными друг относительно друга векторами поляризации.

Однако в последнее время появились работы [6, 7], в которых показано, что для механически свободного нелинейного пьезоэлектрического кристалла, помещенного во внешнее статическое электрическое поле, тензор Грина–Кристоффеля в материальной системе координат становится несимметричным. Появление антисимметричных добавок авторы этих работ связали с обратным пьезоэффектом и в окончательных расчетах ими пренебрегли ввиду малости по сравнению с симметричными частями. Поскольку авторы ограничились лишь констатацией факта несимметричности, то остался невыясненным целый ряд вопросов. Во-первых, будет ли тензор Грина–Кристоффеля несимметричным для непьезоэлектриков, обладающих нелинейными электроакустическими свойствами и помещенных в аналогичные условия. И, во-вторых, к чему приведет указанная несимметричность и в чем ее физический смысл. В настоящей работе даются ответы на поставленные вопросы.

В работе [8] было получено выражение для тензора Грина–Кристоффеля в материальной системе координат для механически свободного кристалла, обладающего нелинейными диэлектрическими, упругими, пьезоэлектрическими и электрострикционными свойствами и находящегося во внешнем электрическом поле. Из этого выражения нетрудно увидеть, что указанный тензор является несимметричным относительно перестановки индексов, даже если исключить из эффективных констант обратный пьезоэффект.

Таким образом, для механически свободного кристалла из любого кристаллографического класса с точечной симметрией, обладающего нелинейными электроакустическими свойствами, при помещении во внешнее статическое и однородное электрическое поле, тензор Грина–Кристоффеля в материальной системе координат становится несимметричным.

Численными методами были найдены собственные значения (фазовые скорости упругих волн) и собственные векторы (векторы поляризации) несимметричного тензора Грина–Кристоффеля для ниобата лития (LiNbO_3) и титаната стронция (SrTiO_3). Оказалось, что собственные значения и компоненты собственных векторов отличны от нуля, т.е. векторы поляризации различных мод уже не ортогональны друг другу. На рис. 1 и 2 представлены зависимости углов неортогональности φ_k собственных векторов от направления волновой нормали для LiNbO_3 YZ-среза и SrTiO_3 XZ-среза при поле $\mathcal{E} = 10^8$ В/М и $\mathcal{E} \parallel [100]$. На этих рисунках введены следующие обозначения: φ_k – угол

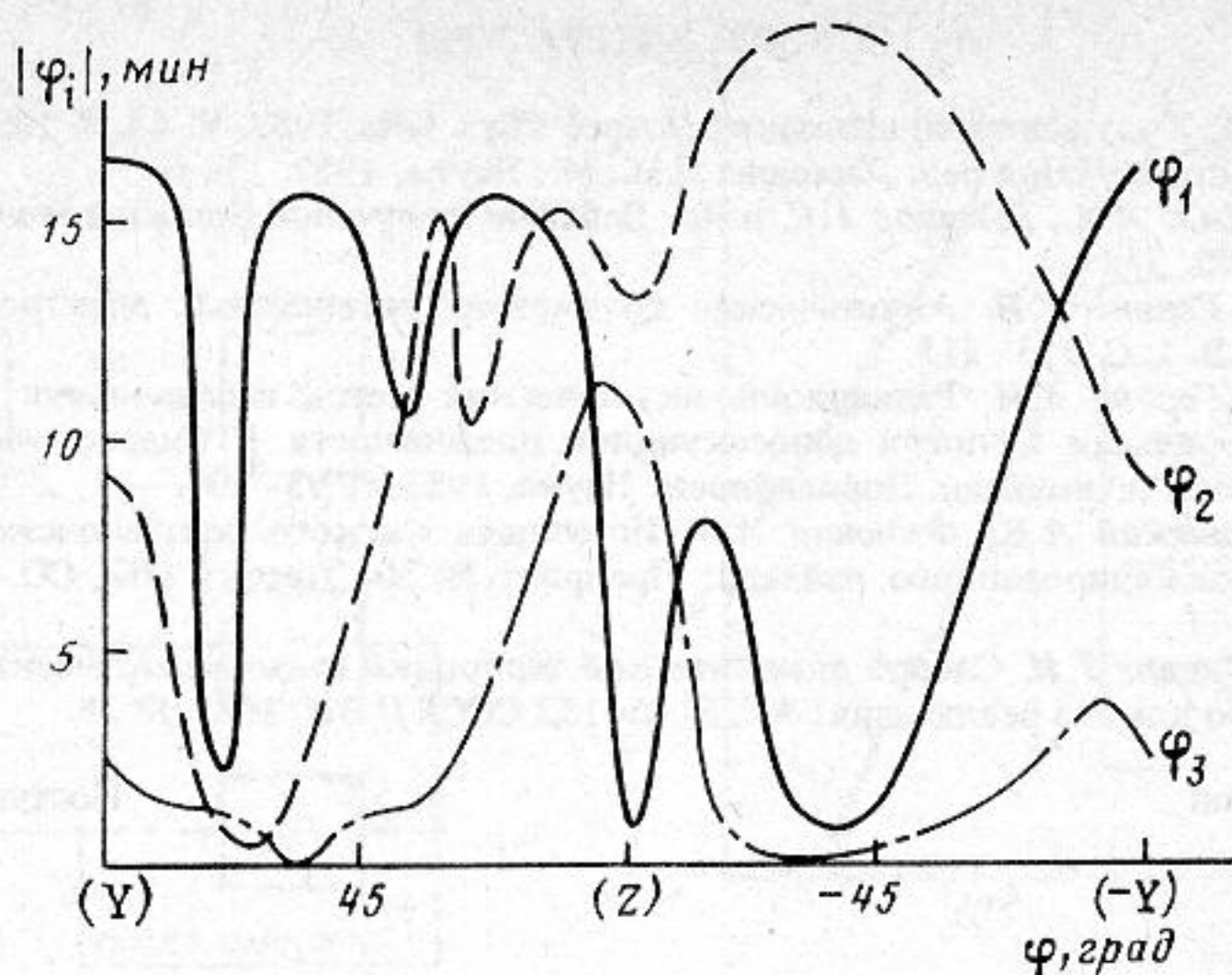


Рис. 1

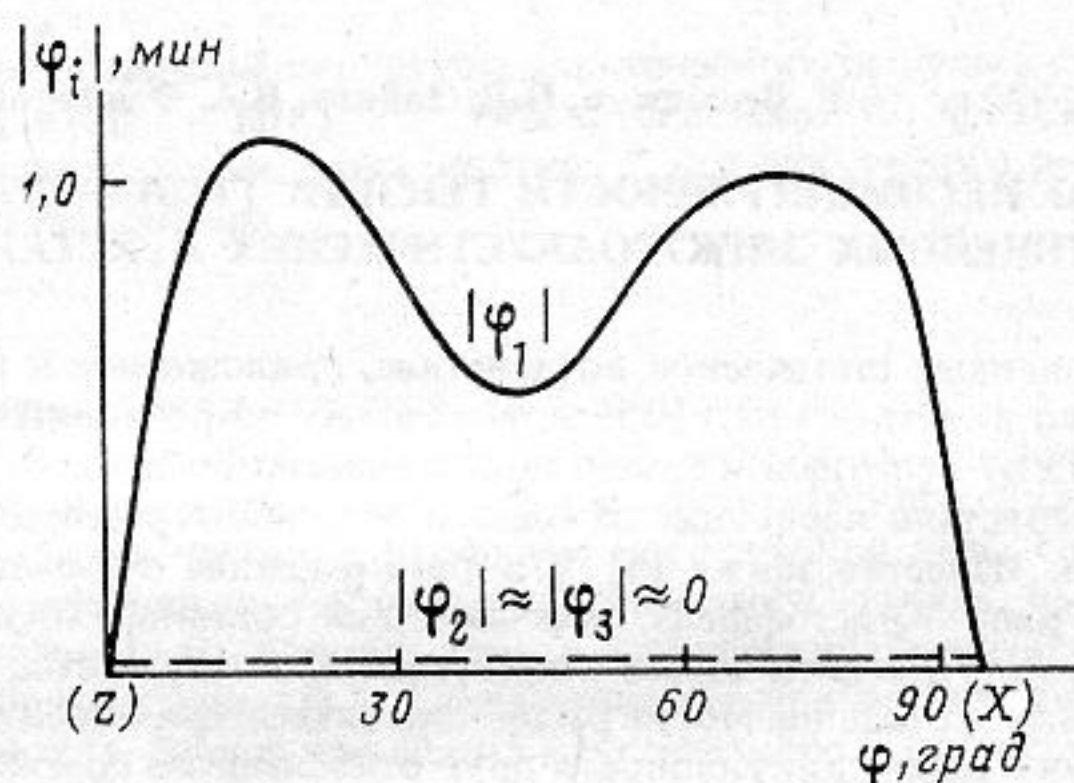


Рис. 2

неортогональности между векторами $u^{(i)}$ и $u^{(l)}$ ($i \neq k \neq l, i \neq l$), $u^{(3)}$ – вектор поляризации квази-продольной волны, а $u^{(3)}$ и $u^{(2)}$ – векторы поляризации быстрой и медленной квазипоперечных волн.

Из рисунков видно, что в материале с более низкой симметрией LiNbO_3 (класс $3m$) углы неортогональности между векторами поляризации больше, чем в SrTiO_3 (класс $m3m$) и достигают вдоль отдельных направлений распространения более 20° .

В [8] были проведены также расчеты для механически зажатого кристалла и получено выражение для тензора Грина–Кристоффеля, который оказался симметричным. Точно такое же выражение получается для механически свободного кристалла в лагранжевой промежуточной системе координат, введенной после статической деформации среды. При этом материальные константы будут сложным образом зависеть от констант, характерных для недеформированного состояния и обычно приводимых в стандартной справочной литературе.

Таким образом, в статически деформированном кристалле в промежуточной системе координат векторы поляризации плоских объемных волн взаимно ортогональны. И лишь при пересчете в первоначально недеформированное состояние, описываемое материальной системой координат, ортогональность этих векторов нарушается, что является следствием несимметричности тензора Грина–Кристоффеля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демиденко А.А., Здебский А.П., Писковой В.Н., Черная Н.С. Зависимость скорости распространения ультразвука от напряженности электрического поля в веществах с большой диэлектрической проницаемостью // УФЖ. 1982. Т. 27. № 11. С. 1737–1739.

2. Белый В.Н., Севрук Б.Б. Особенности наведенной электрическим полем акустической анизотропии в кристаллах с большой диэлектрической проницаемостью // Кристаллография. 1983. Т. 28. № 5. С. 925–931.
3. Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 85.
4. Cho Y., Yamamoto K. Nonlinear elastic, piezoelectric, electrostrictive and dielectric constants of lithium niobate // J. Appl. Phys. 1987. V. 61 (3). № 1. P. 875–887.
5. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. С. 135.
6. Александров К.С., Бурков С.И., Сорокин Б.П. Влияние внешнего электрического поля на распространение поверхностных акустических волн в пьезоэлектриках // Препринт № 525. Ф. Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1988. С. 45.
7. Зайцева М.П., Кокорин Ю.И., Сандлер Ю.М. и др. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука, 1986. 177 с.
8. Волоцкий А.Е., Зайцев Б.Д., Нейман В.И. и др. Влияние внешних статических электрических полей на характеристики объемных упругих волн в LiNbO₃ // Акуст. журн. 1990. № 5. С. 840–846.

Институт радиотехники и электроники
Саратовский филиал

Поступило в редакцию
24.01.91
После исправления
02.01.92

УДК 534.874.2

© 1992 г. И.П. Завершинский, Н.Е. Молевич

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОТОКЕ ГАЗА С ДИССИПАЦИЕЙ

Исследование поведения звуковых волн в движущихся средах представляет постоянный интерес в связи с проблемами эхолокации, вопросами детектирования в потоковых системах, а также в теории летательных аппаратов.

В [1] получено, что в бездиссипативной движущейся среде звуковая волна, распространяющаяся от источника вдоль потока, имеет меньшую амплитуду по сравнению с волной, движущейся против потока. В настоящей работе показано, что учет диссипативных явлений (связанных со сдвиговой и объемной вязкостями и теплопроводностью среды) приводит к дополнительной анизотропии амплитуды звука, знак которой противоположен полученной в [1].

В дальнейшем будем следовать [1], рассматривая распространение звука по и против ламинарного потока в прямоугольной трубе с жесткими стенками (рисунок) и считая источником звука колеблющуюся полосу шириной $2L$ в плоскости $y = 0$. Влияние источника учитывается граничным условием ($y = 0$)

$$v_y(x, 0, z, t) = \frac{\partial \eta_s(x, 0, z, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

где v_y – вертикальная составляющая колебательной скорости среды, η_s – смещение газового столба вдоль оси y . В (1) учтено, что на поверхности трубы скорость потока нулевая. С этим связано отличие граничного условия (1) от используемого в [1], где скорость потока считалась не зависящей от координат.

В качестве исходной системы уравнений используем линеаризованную систему уравнений газодинамики. Поскольку существует поток газа, то имеется стационарный градиент давления вдоль потока. Однако если скорость потока $w \ll u_s$ – скорости звука, так что число Маха $M = w/u_s \sim \theta$, где θ – величина первого порядка малости, то в условиях малой диссипации $\eta(\partial P/\partial t)/u_s^2 \rho_0 P \sim \xi(\partial P/\partial t)/u_s^2 \rho_0 P \sim \kappa(\partial P/\partial t)/u_s^2 \rho_0 P \sim \theta^2$ и продольная неоднородность среды является слабой:

$$\frac{1}{P_0} \frac{\partial P_0}{\partial x} = \frac{\eta}{P_0} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \equiv \frac{\eta}{P_0} \Delta_{\perp} w \sim \theta^3,$$

$$\frac{1}{u_s} \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{w}{\rho_0 u_s} \frac{\partial \rho_0}{\partial x} \sim \theta^4.$$