АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 1

УДК 548:53 + 534.22
© 1992 г.

А.Е. Волоцкий, Б.Д. Зайцев, В.А. Федоренко

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТИТАНА СТРОНЦИЯ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В работе теоретически исследовано влияние внешних статических электрических полей $\bar{\mathcal{E}}$ на характеристики объемных упругих волн малой амплитуды в монокристалле $SrTiO_3$, находящемся как в механически свободном, так и механически зажатом состояниях с учетом нелинейных эффектов второго порядка малости. Проанализирован вклад различных нелинейных эффектов в изменение скорости упругих волн под действием внешних полей. Изучено изменение геометрии вырождения поперечных мод и структуры поляризационных полей вблизи акустических осей под действием статических электрических полей. Показано, что при приложении к кристаллу поля тип вырождения изменяется от касательного к локально-клиновому, а величина относительного изменения скоростей достигает $3 \div 5\%$ при $\bar{\mathcal{E}} = 10^7$ В/м.

В настоящее время весьма актуальна проблема разработки акустоэлектронных устройств обработки радиосигналов, использующих нелинейные акустоэлектронные явления. К ним можно отнести, например, трансверсальные фильтры с электрически управляемыми параметрами, фазовращатели, измерители частотных и пространственно-временных характеристик мощных одиночных СВЧ-радиоимпульсов и т.д. [1–7]. Для разработки подобных устройств необходимо иметь полную информацию о влиянии внешних электрических полей на характеристические акустические поверхности используемого кристалла. К настоящему времени наиболее изученными оказались нелинейные пьезоэлектрики ниобат лития, танталат лития, силикат и германат висмута [1, 8–11], а также электрострикционный материал титанат бария [12–14]. Однако последний вследствие большого затухания акустических волн не используется на частотах свыше 50 МГц. В данной работе исследовано влияние внешнего статического поля $\bar{\mathcal{E}}$ на акустические свойства более высокочастотного электрострикционного материала татаната стронция ($SrTiO_3$), находящегося как в механически зажатом, так и механически свободном состоянии.

В соответствии с [15] и с учетом того, что для центросимметричного кристалла эффекты, описываемые тензорами нечетного ранга, отсутствуют, были получены выражения для тензора Грина – Кристоффеля механически свободного кристалла

$$\Gamma_{jc} = (\delta_{jg} + Q_{isjg}\bar{\mathcal{E}}_s\bar{\mathcal{E}}_i)(\delta_{kc} + 2Q_{iskc}\bar{\mathcal{E}}_s\bar{\mathcal{E}}_i) \times$$
$$\times \left(C^*_{pgkl} + \frac{l^*_{inpg}\bar{\mathcal{E}}_i l^*_{smkl}\bar{\mathcal{E}}_s N_m N_n}{\epsilon^*_{mp} N_m N_p} \right) N_l N_p, \tag{1}$$

и механически зажатого

$$\Gamma_{ik} = \left[C_{ijkl} - \frac{1}{2} g_{mnijkl}\bar{\mathcal{E}}_m\bar{\mathcal{E}}_n + \frac{l_{mnij}\bar{\mathcal{E}}_m l_{tjkl}\bar{\mathcal{E}}_j N_t N_n}{(\epsilon_{in} + \epsilon_{inj}\bar{\mathcal{E}}_j) N_i N_n} \right] N_l N_j. \tag{2}$$

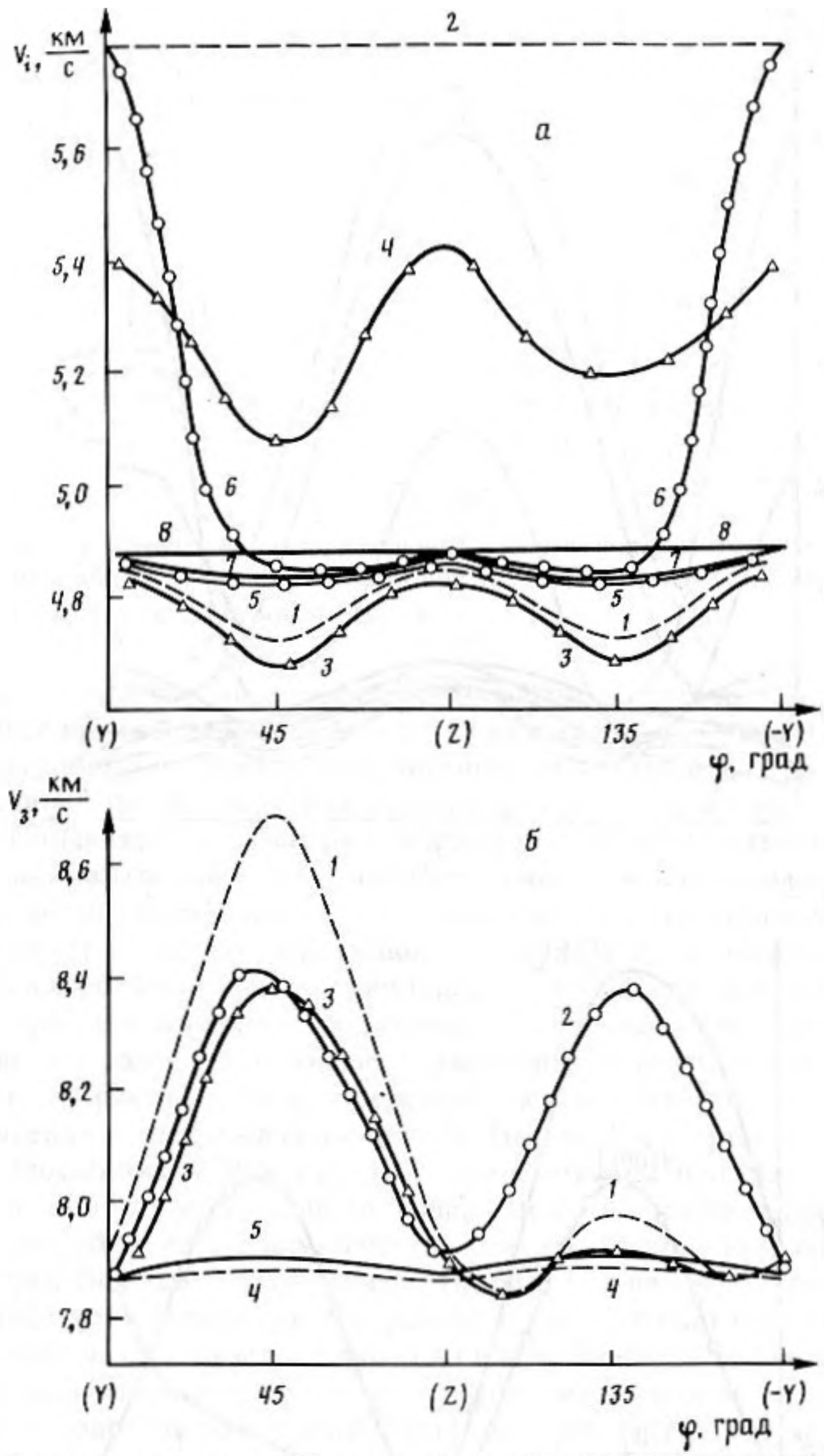

Рис. 1. Зависимости скоростей поперечных и продольных мод от направления распространения в плоскости (001) титаната стронция при $|\bar{\mathcal{E}}| = 2 \cdot 10^7$ В/м. *а* – $i = 1, 3, 5, 7$ – медленная поперечная мода в механически свободном кристалле; $i = 2, 4, 6, 8$ – быстрая поперечная мода в механически свободном кристалле. Для $i = 1, 2$ $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1,0,0]$; $i = 3, 4$ $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1,1,1]$; $i = 5, 6$ $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0,0,1]$; $i = 7, 8$ $|\bar{\mathcal{E}}| = 0$; *б* – $i = 1$–5 – продольная мода в механически свободном кристалле. Для $i = 1$ $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0,1,1]$; $i = 2$ $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0,0,1]$; $i = 3$ $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1,1,1]$; $i = 4$ $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1,0,0]$; $i = 5$ $|\bar{\mathcal{E}}| = 0$

Здесь

$$C^*_{pgkl} = C_{pgkl} + C_{ijklgp}\bar{\mathcal{E}}_i\bar{\mathcal{E}}_j - \frac{1}{4} g_{ijpgkl}\bar{\mathcal{E}}_i\bar{\mathcal{E}}_j,$$

$$l^*_{inpg} = l_{inpg} + \frac{1}{2} g_{inpgkl}Q_{stkl}\bar{\mathcal{E}}_s\bar{\mathcal{E}}_t,$$

$$\epsilon^*_{mp} = \epsilon_{mp} + (l_{mpij} + g_{mpijkl}Q_{stkl}\bar{\mathcal{E}}_s\bar{\mathcal{E}}_t)Q_{rfij}\bar{\mathcal{E}}_r\bar{\mathcal{E}}_f,$$

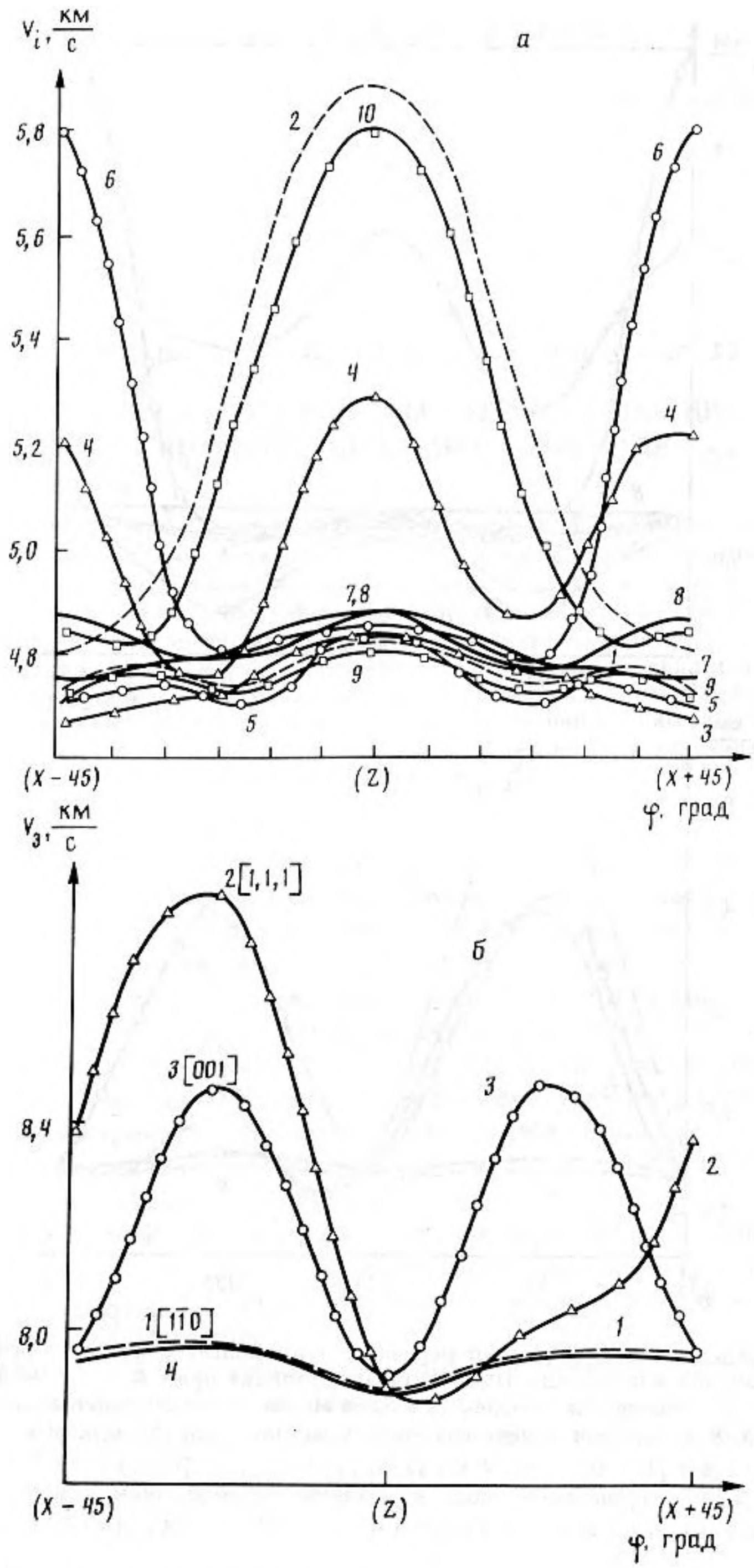

Рис. 2. Скорости поперечных и продольных упругих волн в зависимости от их направления распространения при $|\bar{\mathcal{E}}| = 2 \cdot 10^7$ В/м. *а* – *i* = *1* (– –), *3* (–Δ–Δ), *5* (–o–o), *7*(—) – скорость медленной поперечной волны в механически свободном кристалле при $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1, 1, 0]$, $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1, 1, 1]$, $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0, 0, 1]$ и $|\bar{\mathcal{E}}| = 0$ соответственно; *i* = *2* (– –), *4* (–Δ–Δ), *6*(–o–o), *8*(—) – скорость быстрой поперечной волны в механически свободном кристалле при $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1, 1, 0]$, $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1, 1, 1]$, $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0, 0, 1]$ и $|\bar{\mathcal{E}}| = 0$ соответственно; *i* = *9*, *10* – скорости медленной и быстрой поперечных волн в механически зажатом кристалле при $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1, 1, 0]$; *б* – *i* = *1* (– –), *2* (–Δ–Δ), *3* (–o–o), *4*(—) – скорость продольной волны в механически свободном кристалле при $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1, 1, 0]$, $\bar{\mathcal{E}} \parallel [1, 1, 1]$, $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0, 0, 1]$ и $|\bar{\mathcal{E}}| = 0$ соответственно

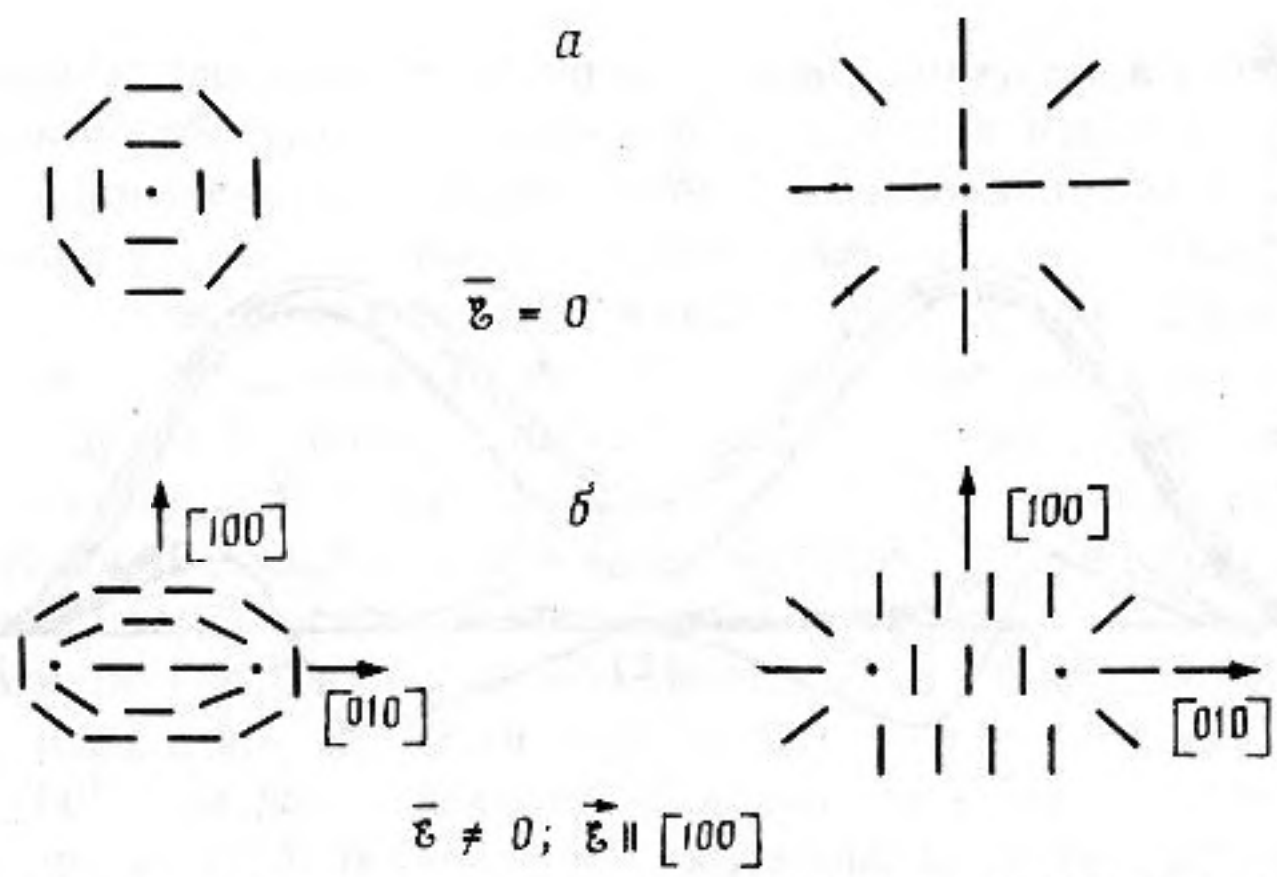

Рис. 3. Структура поляризационных полей поперечных упругих волн вблизи точки вырождения при (*а*) $|\bar{\mathcal{E}}| = 0$; индекс Пуанкаре $n = 1$; (*б*) $|\bar{\mathcal{E}}| \neq 0$; индекс Пуанкаре $n = 1/2$

C_{ijkl} и C_{ijklgp} — модули линейной и нелинейной упругости, l_{inpq} и g_{ijklmn} — константы линейной и нелинейной электрострикции, Q_{stkl} — модуль линейной электрострикции; ϵ_{in} и ϵ_{inj} — линейная и нелинейная диэлектрическая проницаемость, N_n — компонента единичного вектора направления распространения упругой волны, $\bar{\mathcal{E}}_m$ — компонента напряженности электрического поля. В качестве термодинамического потенциала выбрана электрическая энтальпия Гиббса, в качестве термодинамических сил выступают тензор термодинамического напряжения и электрическая индукция, а в качестве координат — тензор деформации и напряженность электрического поля. И лишь для модуля линейной электрострикции Q_{stkl} в качестве независимых переменных были взяты термодинамическое напряжение и напряженность электрического поля.

Численными методами были найдены собственные значения и собственные векторы тензора Грина — Кристоффеля и определены акустические характеристики титаната стронция во внешнем электрическом поле $\bar{\mathcal{E}}$. На рис. 1 и 2 представлены поверхности скоростей в плоскостях (100) и (110) соответственно при различной ориентации внешнего поля. При отсутствии поля поверхности скоростей имеют типичный для кубического кристалла вид, а акустические оси совпадают с кристаллографическими осями и пространственными диагоналями. Из рис. 1, *а* видно, что поле, нормальное к плоскости (100), меняет скорости поперечных волн и снимает в ней вырождение, а на продольную волну не оказывает никакого влияния. Наиболее эффективное управление скоростью продольной волны имеет место для электрического поля и направления распространения, совпадающих с осью [011] (см. рис. 1, *б*). Это же поле приводит к расщеплению акустических осей в плоскости (100). Аналогичное поведение наблюдается и в плоскости (101) (см. рис. 2, *а* и *б*). Наиболее сильный эффект управления скоростью быстрой поперечной моды ожидается для внешнего поля $\bar{\mathcal{E}} \parallel [110]$ и направления распространения [001]. Из рис. 2 видно, что и в этой плоскости, как и в других равнозначных ей, можно добиться расщепления или снятия вырождения путем приложения внешнего поля той или иной ориентации.

На рис. 3, *а* показана структура поляризационных полей вблизи акустической оси при $\bar{\mathcal{E}} = 0$, а на рис. 3, *б* — при $\bar{\mathcal{E}} = 2 \cdot 10^7$ В/м. Видно, что при приложении поля тип вырождения изменяется от касательного к локально-клиновому, поскольку меняется топология векторов поляризации. Эти результаты расчетов совпадают с выводами, сделанными в работе [16].

Интересные результаты были получены при исследовании вкладов различных нелинейных эффектов второго порядка на относительное изменение скоростей акустических волн во внешнем электрическом поле. Для этого поочередно отключали указанные эффекты и анализировали поведение $\Delta v_i/v_i$ при изменении направления распро-

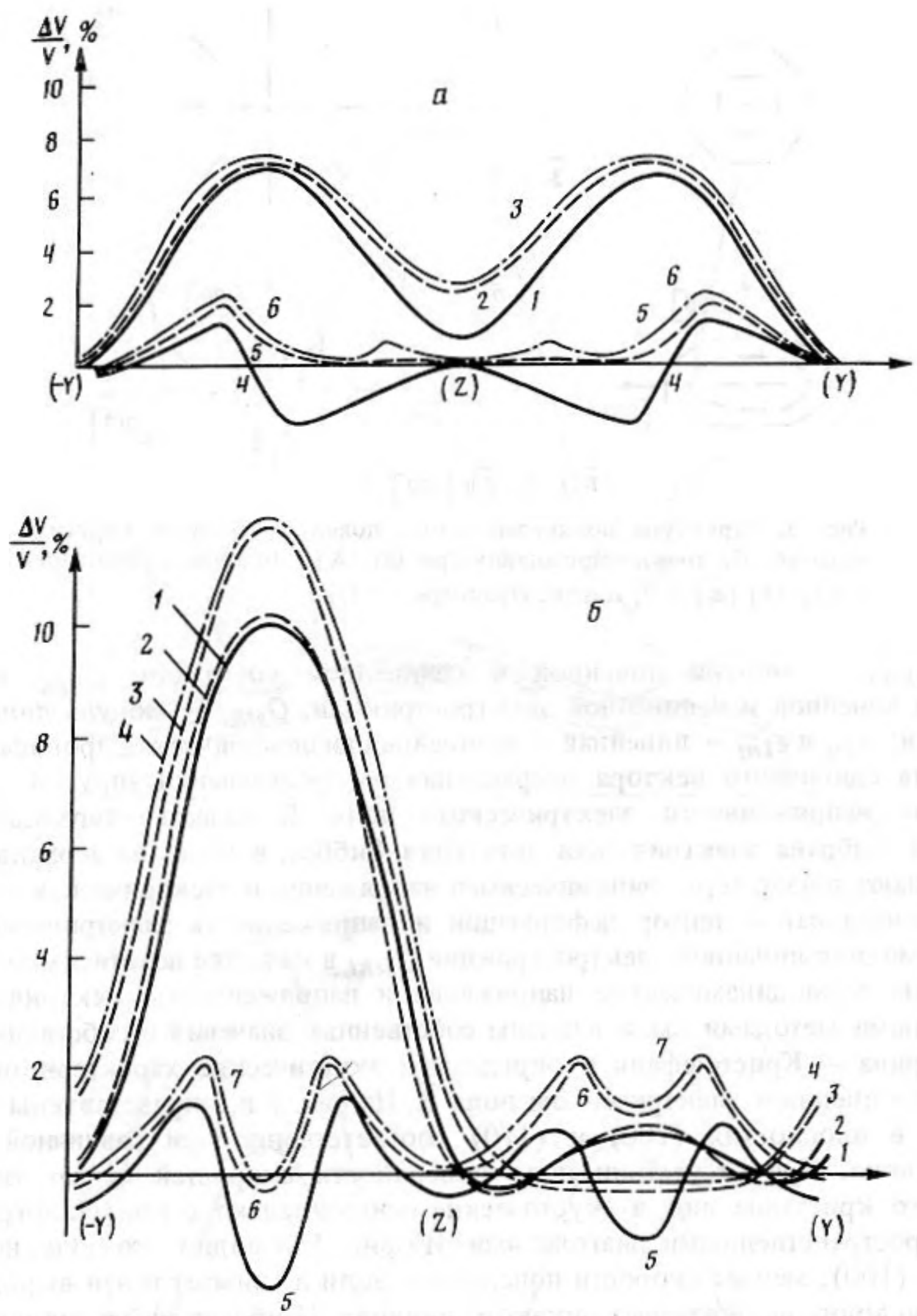

Рис. 4. Относительные изменения скоростей $\Delta V/V$ продольной упругой волны и медленной поперечной волны в механически свободном кристалле титаната стронция в плоскости YZ при $\bar{\mathcal{E}}$ равном $2 \cdot 10^7$ В/м. *а* – $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0,0,1]$, *1–3* – продольная мода; *4–6* – медленная поперечная мода; *1*(——) – относительное изменение скорости продольной волны, рассчитанное с учетом всех эффектов второго порядка малости; *2* (– –) – относительное изменение скорости продольной волны, рассчитанное без учета нелинейной электрострикции; *3* (– · –) – относительное изменение скорости продольной волны, рассчитанное без учета нелинейной электрострикции и нелинейной упругости; *4*(——) – относительное изменение скорости медленной поперечной волны, рассчитанное с учетом всех эффектов второго порядка малости; *5* (– –) – относительное изменение скорости медленной поперечной волны, рассчитанное без учета нелинейной электрострикции; *6* (– · –) – относительное изменение скорости медленной поперечной волны, рассчитанное без учета нелинейной электрострикции и нелинейной упругости; *б* – $\bar{\mathcal{E}} \parallel [0,1,1]$, *1–4* – продольная мода; *5–7* – медленная поперечная мода; *1* (——) – относительное изменение скорости продольной волны, рассчитанное с учетом всех эффектов второго порядка малости; *2* (– –) – относительное изменение скорости продольной волны, рассчитанное без учета нелинейной упругости; *3* (– –) – относительное изменение скорости продольной волны, рассчитанное без учета нелинейной электрострикции; *4* (– · –) – относительное изменение скорости продольной волны, рассчитанное без учета нелинейной упругости; *5*(——) – относительное изменение скорости медленной поперечной волны, рассчитанное с учетом всех эффектов второго порядка малости; *6* (– –) – относительное изменение скорости медленной поперечной волны, рассчитанное без учета нелинейной электрострикции; *7* (– · –) – относительное изменение скорости медленной поперечной волны, рассчитанное без учета нелинейной электрострикции и нелинейной упругости

странения. Эти данные для продольной и медленной поперечной волн представлены на рис. 4. Из графиков следует, что наибольший вклад в изменение скорости вносят линейная и нелинейная электрострикция. Наиболее слабое влияние в $SrTiO_3$ характерно для нелинейной упругости. Это также подтверждается и результатами расчетов, приведенными на рис. 1, где показаны зависимости $v_i(\bar{\mathcal{E}})$ для механически свободного и механически зажатого кристалла. Видно, что указанные зависимости практически не отличаются друг от друга. Константы, используемые в расчете, взяты из [17, 18].

Следует отметить, что при приложении к кристаллу внешних полей для отдельных направлений выполняются условия для фокусировки энергии упругих волн. Поэтому, изменяя поле, можно регулировать степень их фокусировки.

На основании изложенного выше можно сделать следующие выводы:

– зависимость изменения скорости упругих волн от поля имеет квадратичный характер. При $\bar{\mathcal{E}} = 10^6$ В/м для отдельных направлений и типов волн $\Delta v_i/v_i$ достигает $(3–5) \cdot 10^{-2}$%, а при $\bar{\mathcal{E}} = 10^7$ В/м – 3–5%. Указанные величины вполне достаточны для создания ряда практических устройств;

– под действием внешних полей симметрия кристалла понижается, вследствие чего акустические оси либо исчезают, либо расщепляются. При этом наблюдается изменение структуры полей вблизи точек вырождения;

– наибольший вклад в изменение скорости упругих волн вносит линейная электрострикция, но для отдельных направлений и другие нелинейные эффекты могут вносить соизмеримый вклад. Поэтому для полного анализа влияния внешних полей необходимо учитывать нелинейные эффекты второго порядка;

– при приложении к нелинейному кристаллу электрических полей $\bar{\mathcal{E}} > 10^7$ В/м для отдельных направлений получаются условия для управляемой фокусировки упругих волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лямов В.Е.* Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристалле. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 223.
2. *Гуляев Ю.В., Зайцев Б.Д., Синицын Н.И., Федоренко В.А.* Измерение несущей частоты одиночных СВЧ-радиоимпульсов с помощью акустической линии задержки // Тр. XIII ВКАЭКА. Ч. II. С. 113–114. Черновцы, 8–10 октября 1986.
3. *Зайцев Б.Д., Синицын Н.И., Клюев Е.Е., Федоренко В.А.* Детектор мощных одиночных или редкоповторяющихся СВЧ-радиоимпульсов: А.с. 1290188 СССР // Б.И. 1987. № 6.
4. *Гуляев Ю.В., Ермоленко А.В., Зайцев Б.Д., Синицын Н.И., Федоренко В.А.* Применение трансверсальных фильтров для измерения частотных характеристик одиночных СВЧ-радиоимпульсов // Докл. АН СССР. 1989. Т. 305. № 6. С. 1372–1374.
5. *Ihaba P., Kasahara Y.* An electrostatic voltage sensor using surface acoustic waves // IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics. 1982. V. 29. № 6. P. 381–385.
6. *Бурлак Г.Н., Гримальский В.В.* О возможности некоторых нелинейных операций в устройствах на центросимметричных кристаллах // РЭ. 1984. Т. XXIX. № 10. С. 2058–2060.
7. *Panasic C.M.* 250 MHz Programmable transversal filter // Ultrason. Symp. Proc. Chicago. Oct. 14–16. 1981. V. 1. P. 48–52.
8. *Cho Y., Yamanouchi K.* Nonlinear elastic, piezoelectric, electrostrictive and dielectric constants of lithium niobate // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. № 3. P. 875–887.
9. *Гуляев Ю.В., Каринский С.С., Мондиков В.Д.* Исследование влияния внешнего электрического поля на скорость распространения поверхностей акустической волны в монокристалле ниобата лития // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. № 17. С. 791–794.
10. *Gattschalk P.G., Oates D.E.* Measurement of electroacoustic coefficients in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ and application to signal-processing denices // Ultrason. Symp. Proc. Atlanta. 31 Oct – 2Nov. 1983. V. 2. P. 1091–1095.
11. *Зайцева М.П., Кокорин Ю.И., Сандлер Ю.М. и др.* Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука, 1986. 177 с.
12. *Демиденко А.А., Здебский А.П., Писковой В.Н., Савчук А.Х.* Влияние электрического поля на скорость звука в веществах с большой диэлектрической проницаемостью // Укр. физ. журн. 1983. Т. 28. № 3. С. 465–467.
13. *Белый В.Н., Саврук Б.Б.* Особенности наведенной электрическим полем акустической анизотропии в кристаллах с большой диэлектрической проницаемостью // Кристаллография. 1983. Т. 28. Вып. 5. С. 925–931.

14. *Белый В.Н., Саврук Б.Б., Хаткевич А.Г.* Воздействие внешнего электрического поля на акустические оси в центросимметричных кубических кристаллах // Кристаллография. 1986. Т. 31. Вып. 1. С. 5–11.
15. *Волоцкий А.Е., Зайцев Б.Д., Нейман В.И., Синицын Н.И., Федоренко В.А.* Влияние внешних статических электрических полей на характеристики объемных упругих волн в $LiNbO_3$ // Акуст. журн. 1990. № 5. С. 840–846.
16. *Альшиц В.И., Сарычев А.В., Шувалов А.Л.* Классификация вырождений и анализ их устойчивости в теории упругих волн в кристаллах // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 3 (9). С. 922–932.
17. *Бражкин Ю.А., Коробов А.И.* Электрострикционные коэффициенты титаната стронция // Тр. XII ВКАЭКА. Ч. II. С. 358–359. Саратов, 21–23 июня 1983.
18. Акустические кристаллы / Под ред. Шаскольской М.П. М.: Наука, 1982. С. 319.

Институт радиотехники и электроники
Саратовского филиала
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24.12.90

A.E. Volotskii, B.D. Zaitsev, V.A. Fedorenko

ACOUSTIC PROPERTIES OF STRONTIUM TITANATE IN AN EXTERNAL ELECTRIC FIELD

Influence of external static electric fields on the characteristics of bulk elastic waves of low amplitude is theoretically investigated for $SrTiO_3$ monocrystal both in mechanically free and mechanically squeezed states with the account of second order nonlinear effects. Contribution of different nonlinear effects into variation of elastic wave velocity under the influence of external fields is analyzed. The main contribution is connected with linear and nonlinear electrostriction. Nonlinear elasticity effects the elastic wave velocity least of all. Geometry variation of degeneracy of transverse modes and structure of polarization fields in investigated near acoustic axes under the action of static electric fields. The external static electric field applied to the crystal makes crystal symmetry lower results in acoustic axes disappearance or aplitting. Degeneracy type changes from tangential to local-wedge-like. Conditions of electrically controlled elastic waves focusing are shown to be fulfilled for several directions of elastic wave propagation in $SrTiO_3$. It is also shown that field dependence of the elastic wave velocity variation has a square-law behavior and achieves 3–5% for some directions.