АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2009, том 55, № 2, с. 180–187

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

УДК 548.534

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДНООСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

© 2009 г. С. И. Бурков, Б. П. Сорокин, К. С. Александров*, А. А. Карпович

Сибирский федеральный университет
660049 Красноярск, пр. Свободный 79
E-mail: burkov@lan.krasu.ru
** Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН*
660036 Красноярск, Академгородок

Поступила в редакцию 18.06.08 г.

Приведены основные уравнения, описывающие условия отражения и преломления объемных акустических волн на границе раздела ацентричных кристаллических сред, подвергнутых воздействию одноосного механического напряжения. Выполнен численный анализ влияния одноосного механического напряжения на анизотропию отражения-преломления объемных акустических волн от границ раздела "кристалл–вакуум", двух пьезоэлектрических кристаллов, пьезоэлектрика и упругой изотропной среды.

PACS: 43.20.El; 77.65.-j

ВВЕДЕНИЕ

Теория отражения и преломления объемных акустических волн (ОАВ) на границе раздела двух кристаллических сред детально рассмотрена в работах [1, 2], результаты которых были использованы для создания ряда устройств акустоэлектроники, в частности, линий задержки сигнала. Влияние однородного внешнего электрического поля на характеристики и условия отражения и преломления ОАВ на границе раздела пьезоэлектрических кристаллов рассмотрено в [3, 4] на основе теории распространения ОАВ в пьезокристаллах, подвергнутых воздействию внешнего электрического поля и механического напряжения [5]. Также в [6] рассмотрено влияние внешнего электрического поля **E** и одноосного механического напряжения **P** на распространение поверхностных акустических волн (ПАВ) в пьезоэлектрических кристаллах.

ТЕОРИЯ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ УПРУГИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДНООСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

На основе теории, развитой в [5], получим основные уравнения, описывающие влияние **P** на условия отражения и преломления ОАВ на границе раздела двух пьезоэлектрических сред. В исходной системе координат волновые уравнения для волн малой амплитуды в однородно деформированных ацентричных средах и уравнение электростатики имеют вид [4]:

$$\rho_0 \ddot{\tilde{U}}_A = \tilde{\tau}_{AB,B} + \tilde{U}_{A,FB}\bar{\tau}_{FB}, \qquad \tilde{D}_{M,M} = 0. \tag{1}$$

В (1) приняты обозначения: ρ_0 – плотность кристалла в недеформированном (исходном) состоянии, $\tilde{U}_A$ – вектор динамических упругих смещений, τ_{AB} – тензор термодинамических напряжений, D_M – вектор электрической индукции, $\bar{\tau}_{FB} = -\bar{\tau} P_F P_B$ – статический тензор одноосного напряжения (отрицательный знак соответствует сжатию), P_B – единичный вектор направления силы давления. Знаком "тильда" здесь и далее отмечены зависящие от времени переменные. Запятая после индекса обозначает пространственную производную, латинские координатные индексы изменяются от 1 до 3. Здесь и далее подразумевается суммирование по дважды повторяющемуся индексу.

В случае, когда учитывается влияние **P**, уравнения состояния для динамических компонент термодинамических напряжений и электрической индукции имеют вид, соответственно:

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

где η_{AB} – тензор деформаций, а эффективные упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические константы определяются соотношениями:

$$C^*_{ABKL} = C^E_{ABKL} - C^E_{ABKLQR} S^E_{QRMN} P_M P_N \bar{\tau},$$
$$e^*_{NAB} = e_{NAB} - e_{NABKL} S^E_{KLMD} P_M P_D \bar{\tau}, \quad (3)$$
$$\varepsilon^*_{NM} = \varepsilon^\eta_{NM} - H_{NMAB} S^E_{ABKL} P_K P_L \bar{\tau}.$$

Здесь $\bar{\tau}$ – величина статического механического напряжения, S^E_{ABKL} – тензор упругих податливостей, C^E_{ABKLQR}, e_{NABKL}, H_{NMAB} – нелинейные упругие, пьезоэлектрические и электрострикционные материальные тензоры.

Для рассмотрения задачи об отражении и преломлении ОАВ от границы раздела двух ацентричных сред целесообразно использовать в качестве рабочей ортогональную систему координат, в которой ось X'_3 направлена вдоль нормали к границе раздела, а ось X'_1 – вдоль границы раздела. Предполагается, что упругая волна падает на границу раздела из кристалла, занимающего полупространство $X'_3 < 0$. Решения волнового уравнения будем искать в виде плоских волн. При рассмотрении условий отражения и преломления волн удобно пользоваться выражениями для плоской упругой гармонической волны и волны электрического потенциала, записанными с помощью векторов рефракции $\mathbf{m} = \mathbf{N}/v$ ($\mathbf{N}$ – единичный вектор волновой нормали, v – фазовая скорость ОАВ):

$$U_C = \alpha_C \exp[i\omega(t - m_j x_j)],$$
$$\varphi = \alpha_4 \exp[i\omega(t - m_j x_j)], \quad (4)$$

где α_C, α_4 – амплитуды упругих смещений и электрического потенциала объемной волны.

Подставляя выражения (4) в уравнения (1) и оставляя только члены, линейные по $\mathbf{P}$, получим систему четырех однородных уравнений:

$$[\Gamma_{BC} - \delta_{BC}\rho_0] U_B = 0, \quad (5)$$

где δ_{BC} – тензор Кронекера, а компоненты модифицированного тензора Грина-Кристоффеля Γ_{BC} имеют вид:

$$\Gamma_{BC} = (C^*_{ABCD} + (2C^E_{MBFN} S^E_{ADCF} +$$
$$+ \delta_{BC}\delta_{AM}\delta_{DN}) P_M P_N \bar{\tau}) m_A m_D,$$
$$\Gamma_{B4} = e^*_{IAB} m_I m_A, \quad (6)$$
$$\Gamma_{4B} = \Gamma_{B4} + 2e_{AFD} S^E_{MNCF} P_M P_N m_A m_D \bar{\tau},$$
$$\Gamma_{44} = -\varepsilon^*_{MI} m_M m_I.$$

Определитель системы четырех однородных уравнений (5) представляет собой полином восьмой степени относительно компоненты вектора рефракции m_3 для каждой контактирующей среды, как для отраженных, так и для преломленных объемных акустических волн при заданном направлении падающей волны. В общем случае компоненты m_3 отраженных и преломленных волн могут быть комплексными вследствие эффекта полного внутреннего отражения [2]. При этом для кристалла, занимающего нижнее полупространство $X'_3 < 0$ (отраженные волны), они должны иметь отрицательную мнимую часть, и положительную мнимую часть – для кристалла в верхнем полупространстве $X'_3 > 0$ (преломленные волны). Благодаря этому будет обеспечено затухание отраженных или преломленных волн в глубину соответствующих сред.

Получение значений векторов рефракции $\mathbf{m}$ позволяет получить значения углов отражения и преломления ОАВ и соответствующих фазовых скоростей. Важными параметрами являются также амплитудные коэффициенты отраженных и преломленных волн, которые характеризуют распределение энергии падающей волны между отраженными и преломленными ОАВ. Для определения данных коэффициентов необходимо сформулировать граничные условия отражения и преломления ОАВ. В случае жесткого акустического контакта двух кристаллов граничные условия для тензора термодинамических напряжений сводятся к непрерывности нормальных компонент тензоров напряжений отраженных или преломленных ОАВ и к непрерывности векторов смещения волн [2]. С учетом пьезоэлектрических свойств кристалла необходимо также сформулировать граничные условия для волны потенциала. Непрерывность касательных к поверхности раздела компонент вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ обеспечивается условием непрерывности электрического потенциала φ, а также условием непрерывности нормальных компонент вектора индукции $\mathbf{D}$. Таким образом, упругие и электрические граничные условия в квазистатическом пределе имеют вид:

$$\tau^{[I]}_{ik} n_k = \tau^{[II]}_{ik} n_k,$$
$$\mathbf{U}^{[I]} = \mathbf{U}^{[II]},$$
$$\varphi^{[I]} = \varphi^{[II]}, \quad (7)$$
$$(\mathbf{D}^{[I]}, \mathbf{n}) = (\mathbf{D}^{[II]}, \mathbf{n}).$$

где n_k – единичный вектор нормали к границе раздела. В соотношениях (7) и далее верхний индекс "I" относится к кристаллу, занимающему полупространство $X'_3 > 0$, индекс "II" – к полупространству $X_3' < 0$. Подставляя решения (3) в уравнения (7) и оставляя только члены, линейные по **P**, получим в конечном виде систему линейных уравнений относительно восьми амплитудных коэффициентов отраженных и преломленных волн:

$$\sum_{n=1}^{4}(b_n G_{\mathrm{B}}^{(n)[\mathrm{I}]} - a_n G_{\mathrm{B}}^{(n)[\mathrm{II}]}) = \hat{G}_{\mathrm{B}}^{(n)[\mathrm{II}]},$$

$$\sum_{n=1}^{4}(U_{\mathrm{B}}^{(n)[\mathrm{I}]} b_n - U_{\mathrm{B}}^{(n)[\mathrm{II}]} a_n) = \hat{U}_{\mathrm{B}}^{(n)[\mathrm{II}]}, \tag{8}$$

$$\sum_{n=1}^{4}(b_n D_3^{(n)[\mathrm{I}]} - a_n D_3^{(n)[\mathrm{II}]}) = \hat{D}_3^{(n)[\mathrm{II}]},$$

где a_n – амплитудные коэффициенты отражения, b_n – амплитудные коэффициенты преломления, знаком "^" отмечены величины, соответствующие падающей волне, а также приняты обозначения:

$$\begin{gathered}
G_{\mathrm{B}}^{(n)[\mathrm{I,II}]} = (C_{\mathrm{B3KL}}^{*[\mathrm{I,II}]}\delta_{\mathrm{KP}} - 2S_{\mathrm{KPMN}}^{[\mathrm{I,II}]}C_{\mathrm{3BKL}}^{[\mathrm{I,II}]}P_{\mathrm{M}}P_{\mathrm{N}}\bar{\tau})\times \\
\times m_{\mathrm{L}}^{(n)}\alpha_{\mathrm{P}}^{(n)} - e_{\mathrm{P3B}}^{*[\mathrm{I,II}]}m_{\mathrm{P}}^{(n)}\alpha_4^{(n)} + m_{\mathrm{P}}^{(n)}\alpha_{\mathrm{B}}^{(n)}P_3P_{\mathrm{P}}\bar{\tau}, \\
D_3^{(n)[\mathrm{I,II}]} = (e_{\mathrm{3AB}}^{*[\mathrm{I,II}]} + 2S_{\mathrm{ABKP}}^{[\mathrm{I,II}]}e_{\mathrm{3AB}}^{[\mathrm{I,II}]}P_{\mathrm{F}}P_{\mathrm{P}}\bar{\tau})\times \\
\times m_{\mathrm{B}}^{(n)}\alpha_{\mathrm{A}}^{(n)} - \varepsilon_{\mathrm{3K}}^{*[\mathrm{I,II}]}m_{\mathrm{K}}^{(n)}\alpha_4^{(n)}, \\
\hat{G}_{\mathrm{B}}^{[\mathrm{II}]} = (C_{\mathrm{B3KL}}^{*[\mathrm{II}]}\delta_{\mathrm{KP}} - 2S_{\mathrm{KPMN}}^{[\mathrm{II}]}C_{\mathrm{3BKL}}^{[\mathrm{II}]}P_{\mathrm{M}}P_{\mathrm{N}}\bar{\tau})\hat{m}_{\mathrm{L}}\hat{\alpha}_{\mathrm{P}} - \\
- e_{\mathrm{P3B}}^{*[\mathrm{II}]}\hat{m}_{\mathrm{P}}\hat{\alpha}_4 + \hat{m}_{\mathrm{P}}\hat{\alpha}_{\mathrm{B}}P_3P_{\mathrm{P}}\bar{\tau}, \\
\hat{D}_3^{[\mathrm{II}]} = (e_{\mathrm{3AB}}^{*[\mathrm{II}]} + 2S_{\mathrm{ABKP}}^{[\mathrm{II}]}e_{\mathrm{3AB}}^{[\mathrm{II}]}P_{\mathrm{F}}P_{\mathrm{P}}\bar{\tau})\times \\
\times \hat{m}_{\mathrm{B}}\hat{\alpha}_{\mathrm{A}} - \varepsilon_{\mathrm{3K}}^{*[\mathrm{II}]}\hat{m}_{\mathrm{K}}\hat{\alpha}_4.
\end{gathered}\tag{9}$$

В соотношениях (8) и (9) и далее индексами $n = 1, ..., 4$ обозначены типы (продольные (1) или поперечные (2, 3)) отраженных и преломленных упругих волн, и $n = 4$ соответствует волне электрического потенциала.

Рассматривая только отражение волны от границы раздела "кристалл-вакуум", необходимо изменить граничные условия. В этом случае для механических величин должны отсутствовать напряжения на поверхности кристалла, т.е. $\sum \tau_{3\mathrm{J}} = 0|_{X_3 = 0}$. Однако в случае приложения напряжений ортогонально свободной поверхности должны быть приняты во внимание упругие свойства нагружающей среды. Тем не менее, если гипотетически предположить, что одноосное напряжение в данной геометрии осуществляется без жесткого упругого контакта со свободной поверхностью, для этого случая механические граничные условия могут быть записаны в виде $\bar{\tau}_{3\mathrm{J}} + \tilde{U}_{\mathrm{J,K}}\bar{\tau}_{3\mathrm{K}} = 0|_{X_3 = 0}$. Для электрических величин граничными условиями являются непрерывность нормальной компоненты электрической индукции на границе раздела "кристалл–вакуум" и выполнение уравнения Лапласа для волны потенциала в вакууме. Например, система линейных уравнений для определения четырех амплитудных коэффициентов отражения будет иметь вид:

$$\begin{gathered}
\sum_{n=1}^{3} -a_n\{(C_{\mathrm{B3KL}}^{*[2]}\delta_{\mathrm{KP}} - 2S_{\mathrm{KPMN}}^{[2]}C_{\mathrm{3BKL}}^{[2]}P_{\mathrm{M}}P_{\mathrm{N}}\bar{\tau})m_{\mathrm{L}}^{(n)}\alpha_{\mathrm{P}}^{(n)} + \\
+ m_{\mathrm{P}}^{(n)}\alpha_{\mathrm{B}}^{(n)}P_3P_{\mathrm{P}}\bar{\tau}\} + a_4 e_{\mathrm{P3B}}^{*[2]}m_{\mathrm{P}}^{(4)}\alpha_4^{(4)} = \\
= (C_{\mathrm{B3KL}}^{*[2]}\delta_{\mathrm{KP}} - 2S_{\mathrm{KPMN}}^{[2]}C_{\mathrm{3BKL}}^{[2]}P_{\mathrm{M}}P_{\mathrm{N}}\bar{\tau})\tilde{m}_{\mathrm{L}}\tilde{\alpha}_{\mathrm{P}} + \\
+ \tilde{m}_{\mathrm{P}}\tilde{\alpha}_{\mathrm{B}}P_3P_{\mathrm{P}}\bar{\tau} - a_4 e_{\mathrm{P3B}}^{*[2]}\tilde{m}_{\mathrm{P}}\tilde{\alpha}_4,
\end{gathered}\tag{10}$$

$$\begin{gathered}
\sum_{n=1}^{3} a_n\{(e_{\mathrm{3AB}}^{*[2]} + 2S_{\mathrm{ABKP}}^{[2]}e_{\mathrm{3AB}}^{[2]}P_{\mathrm{F}}P_{\mathrm{P}}\bar{\tau})m_{\mathrm{B}}^{(n)}\alpha_{\mathrm{A}}^{(n)}\} - \\
- a_4(\varepsilon_{\mathrm{3K}}^{*[2]}m_{\mathrm{K}}^{(n)} - i\varepsilon_0)\alpha_4^{(n)} = \\
= (e_{\mathrm{3AB}}^{*[2]} + 2S_{\mathrm{ABKP}}^{[2]}e_{\mathrm{3AB}}^{[2]}P_{\mathrm{F}}P_{\mathrm{P}}\bar{\tau})\tilde{m}_{\mathrm{B}}\tilde{\alpha}_{\mathrm{A}} - \varepsilon_{\mathrm{3K}}^{*[2]}\tilde{m}_{\mathrm{K}}\tilde{\alpha}_4,
\end{gathered}\tag{11}$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная. Отметим, что приведенные выражения для граничных условий получены из предположения о приложении к кристаллу однородного одноосного внешнего механического напряжения без учета краевых эффектов. В полученных уравнениях учитываются все изменения в конфигурации анизотропной сплошной среды, связанные с ее статической деформацией, и в частности, изменения формы кристалла – растяжения и поворот элементарных линий, параллельных ребрам образца [5, 7].

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ НА ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА СВОБОДНОЙ ГРАНИЦЕ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛА

Для сравнения влияний внешних воздействий на свойства отражения ОАВ в качестве примера рассмотрим влияние внешнего одноосного механического давления на отражение волн от свободной границы кубического пьезоэлектрика симметрии 23 по аналогии с влиянием однородного электрического поля [3]. Пусть волна падает в плоскости (010) (сагиттальная плоскость), и нормаль к границе раздела направлена вдоль направления [001]. Дисперсионное уравнение для отраженных волн (при отсутствии давления) в случае падения на границу раздела продольной

(L) или быстрой сдвиговой (FS) волн запишется в виде:

$$(C_{11}^{\mathrm{E}}m_1^2 + C_{44}^{\mathrm{E}}m_3^2 - \rho_0)(C_{44}^{\mathrm{E}}m_1^2 + C_{11}^{\mathrm{E}}m_1^2 - \rho_0) - \\ -(C_{12}^{\mathrm{E}} + C_{44}^{\mathrm{E}})^2 m_1^2 m_3^2 = 0. \tag{12}$$

Для случая падения на границу раздела медленной сдвиговой волны (SS), которая в данной сагиттальной плоскости является пьезоактивной с поляризацией вдоль [010], т.е. ортогонально плоскости падения, дисперсионное уравнение имеет вид:

$$(C_{44}^{\mathrm{E}}(m_1^2 + m_3^2) - \rho_0))\varepsilon_{11}^{\eta}(m_1^2 + m_3^2) - \\ -4e_{14}^2 m_1^2 m_3^2 = 0. \tag{13}$$

Следовательно, в случае падения продольной или быстрой сдвиговой волны (поляризованной в плоскости падения) отражаться будут также только продольные (квазипродольные QL) и быстрые сдвиговые (быстрые квазисдвиговые QFS) волны. В случае падения медленной сдвиговой волны (QSS) отражается только QSS-волна, амплитудный коэффициент которой практически равен единице. Однако вследствие пьезоактивности данной волны, наряду с упругой QSS-волной, существует и волна потенциала. Поэтому, хотя вектор рефракции отраженной QSS-волны вещественен, амплитудный коэффициент для нее будет комплексным, его мнимая часть характеризует сдвиг фаз между падающей и отраженной волнами.

Приложение к кристаллу одноосного давления вдоль направления [100], согласно принципу Кюри, понижает симметрию кристалла до ромбической класса 222, в отличие от приложения к кристаллу электрического поля, которое понижает симметрию кристалла до моноклинной класса 2. Вследствие этого происходит только модификация уже имеющихся материальных постоянных, в частности:

$$\begin{aligned}
C_{11}^* &= C_{11}^{\mathrm{E}} + [C_{111}S_{11} + S_{12}(C_{112} + C_{113})]\bar\tau; & e_{14}^* &= e_{14} + [e_{114}S_{11} + S_{12}(e_{124} + e_{134})]\bar\tau;\\
C_{33}^* &= C_{11}^{\mathrm{E}} + [C_{112}S_{11} + S_{12}(C_{113} + C_{111})]\bar\tau; & e_{25}^* &= e_{14} + [e_{134}S_{11} + S_{12}(e_{114} + e_{124})]\bar\tau;\\
C_{22}^* &= C_{11}^{\mathrm{E}} + [C_{113}S_{11} + S_{12}(C_{111} + C_{112})]\bar\tau; & e_{36}^* &= e_{14} + [e_{124}S_{11} + S_{12}(e_{134} + e_{114})]\bar\tau;\\
C_{12}^* &= C_{12}^{\mathrm{E}} + [C_{112}S_{11} + S_{12}(C_{113} + C_{123})]\bar\tau; & \varepsilon_{11}^* &= \varepsilon_{11}^{\eta} + [H_{11}S_{11} + S_{12}(H_{12} + H_{13})]\bar\tau;\\
C_{13}^* &= C_{12}^{\mathrm{E}} + [C_{113}S_{11} + S_{12}(C_{123} + C_{112})]\bar\tau; & \varepsilon_{22}^* &= \varepsilon_{11}^{\eta} + [H_{11}S_{11} + S_{12}(H_{21} + H_{23})]\bar\tau;\\
C_{23}^* &= C_{12}^{\mathrm{E}} + [C_{123}S_{11} + S_{12}(C_{112} + C_{113})]\bar\tau; & \varepsilon_{33}^* &= \varepsilon_{11}^{\eta} + [H_{11}S_{11} + S_{12}(H_{31} + H_{32})]\bar\tau;\\
C_{44}^* &= C_{44}^{\mathrm{E}} + [C_{144}S_{11} + S_{12}(C_{166} + C_{155})]\bar\tau; & &\\
C_{55}^* &= C_{44}^{\mathrm{E}} + [C_{155}S_{11} + S_{12}(C_{144} + C_{166})]\bar\tau; & &\\
C_{66}^* &= C_{44}^{\mathrm{E}} + [C_{166}S_{11} + S_{12}(C_{155} + C_{144})]\bar\tau; & &
\end{aligned} \tag{14}$$

В данном случае, изменениям подвергаются только существующие компоненты тензора Грина-Кристоффеля (6) для сагиттальной плоскости (010). Дисперсионное уравнение (12) для отраженных волн (при приложении к кристаллу одноосного давления вдоль направления [100]), в случае падения на границу раздела продольной (QL) или сдвиговой (QFS), поляризованной в сагиттальной плоскости волн, запишется в виде:

$$[C_{11}^* m_1^2 + C_{44}^* m_3^2 + 2S_{11}(C_{11}^{\mathrm{E}} m_1^2 + C_{44}^{\mathrm{E}} m_3^2)\bar\tau + m_1^2\bar\tau - \rho_0] \times \\ \times [(C_{44}^* m_1^2 + C_{33}^* m_1^2 + (2S_{12}(C_{44}^{\mathrm{E}} m_1^2 + C_{11}^{\mathrm{E}} m_1^2)\bar\tau - \rho_0)] - \\ -[C_{13}^* + C_{55}^* + (2C_{12}^{\mathrm{E}} S_{12} + 2C_{12}^{\mathrm{E}} S_{12} + 1)\bar\tau] \times \\ \times [C_{13}^* + C_{35}^* + (2C_{12}^{\mathrm{E}} S_{11} + 2C_{44}^{\mathrm{E}} S_{12})\bar\tau] m_1^2 m_3^2 = 0. \tag{15}$$

Аналогично, дисперсионное уравнение (13) при падении на границу раздела сдвиговой волны (QSS), поляризованной ортогонально плоскости падения, т.е. вдоль направления [010], имеет вид:

$$[C_{66}^* m_1^2 + C_{44}^* m_3^2 + 4C_{66}^{\mathrm{E}} S_{12}(m_1^2 + m_3^2)\bar\tau - \rho_0] \times \\ \times (\varepsilon_{11}^* m_1^2 + \varepsilon_{33}^* m_3^2) - \\ -(e_{14}^* + e_{36}^*)[e_{14}^* + e_{36}^* + 2e_{14}(S_{11} + S_{12})\bar\tau] m_1^2 m_3^2 = 0. \tag{16}$$

Отметим, что именно члены в уравнениях (15), (16), связанные с воздействием внешнего одноосного давления, характеризуют все изменения в конфигурации анизотропной сплошной среды, связанной со статической деформацией среды. Заметим, что эффекты, связанные с изменением геометрии кристалла и учтенные в выражениях (2)–(6), приводят к нарушению симметрии тензора Грина-Кристоффеля.

Приложение к кристаллу одноосного давления вдоль направления [100] приводит к снятию вырождения касательного типа с индексом Пуанкаре ±1 вдоль кристаллографических осей типа [001] [8, 9]. Акустическая ось расщепляется на две конического типа с индексом Пуанкаре ±1/2, причем, в отличие от влияния внешнего электрического поля, в котором расщепление акустической оси происходит в плоскости (110), данное давление вызывает расщепление в плоскости (001). Вследствие расщепления акустической оси при падении продольной волны в интервале между наведенными акустическими осями отражается медленная сдвиговая QSS-волна, т.е. в растворе конуса наведенных акустических осей происходит "обмен" сдвиговых упругих волн. Данная ситуация более ярко выражена в плоскости (110) при приложении к кристаллу давления вдоль направления [110], т.е. вдоль границы раздела. В плоскости (110) существует две акустические оси: касательная (вдоль [001]), которая расщепляется на две, и конического типа (вдоль [111]), которая смещается вследствие воздействия **P**. Расщепление, конечно, зависит от величины воздействия [10], однако следует отметить, что угол раствора конуса наведенных акустических осей составляет ±8.5°, обмен сдвиговых упругих волн происходит в интервале ±20° углов между волновым вектором падающей упругой волны и нормалью к границе раздела сред. Величина воздействия в расчетах данной работы принята равной 10^8 Па. Таким образом, здесь влияние одноосного напряжения сводится к количественным изменениям амплитудных коэффициентов отраженных волн.

При других вариантах приложения **P** к кристаллу и типах падающей упругой волны вследствие (14) происходит только количественное изменение амплитудных характеристик отраженных упругих волн.

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ИЗОТРОПНАЯ СРЕДА-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

На рис. 1 приведены действительные части амплитудных коэффициентов отражения и преломления волн при акустическом контакте двух сред плавленый кварц-германосилленит $Bi_{12}GeO_{20}$ (плоскость $(\bar{1}10)$) при воздействии **P** вдоль направления [110], лежащего в плоскости раздела. В случае отсутствия давления при падении продольной или сдвиговой волны, поляризованной в сагиттальной плоскости, существуют только отраженные и преломленные продольная и быстрая сдвиговая (поляризована в плоскости падения) волны. При падении сдвиговой волны, поляризованной ортогонально сагиттальной плоскости, отражается волна такого же типа, но из преломленных существует только медленная сдвиговая волна, что уже отмечалось в [3].

Приложение одноосного механического напряжения **P** ‖ [110] к кристаллу $Bi_{12}GeO_{20}$ приводит к понижению симметрии кристалла до моноклинной и, вследствие этого, при падении продольной или сдвиговой волны (поляризованной в сагиттальной плоскости), происходит количественное изменение значений амплитудных коэффициентов. Однако при падении сдвиговой волны, поляризованной ортогонально плоскости падения, в плавленом кварце возникают как бы две отраженных сдвиговых волны, поляризованных в плоскости падения и ортогонально к ней. Естественно, что в изотропной среде существует только одна сдвиговая волна, но изменение граничных условий при приложении одноосного механического напряжения к кристаллу $Bi_{12}GeO_{20}$ приводит и к изменению направления вектора поляризации QSS-волны, который в данном случае направлен под некоторым углом к плоскости падения волны. Вследствие этого становится возможным существование отраженной сдвиговой волны, поляризованной также под углом к плоскости падения волны. Следует отметить, что при данном варианте приложения **P**, как уже описано выше, происходит расщепление акустической оси касательного типа вдоль оси [001], причем "обмен решениями" сдвиговых волн происходит в интервале углов падения ±35° от нормали к границе раздела при падении продольной волны и ±20° при падении сдвиговой волны. Особенно это явление проявляется, если рассчитать гипотетический случай приложения одноосного напряжения вдоль направления падающей волны.

При падении сдвиговой волны под углом ±40° от нормали к границе раздела наблюдается явление полного внутреннего отражения для отраженной продольной волны. При падении продольной волны на границу раздела двух сред под углом ±57° происходит трансформация преломленных упругих волн и существует только преломленная быстрая сдвиговая волна. Учет одноосного механического давления приводит к смещению угла трансформации упругих волн на один градус – ±58°. Подобная ситуация возникает при падении сдвиговой волны, поляризованной в плоскости падения. Трансформация упругих волн происходит под углом падения сдвиговой волны ±32° к нормали границы раздела двух сред.

Приложение давления перпендикулярно сагиттальной плоскости и вдоль нормали к границе раздела в указанной геометрии изменяет картину отражения и преломления сравнительно слабо и только в количественном отношении.

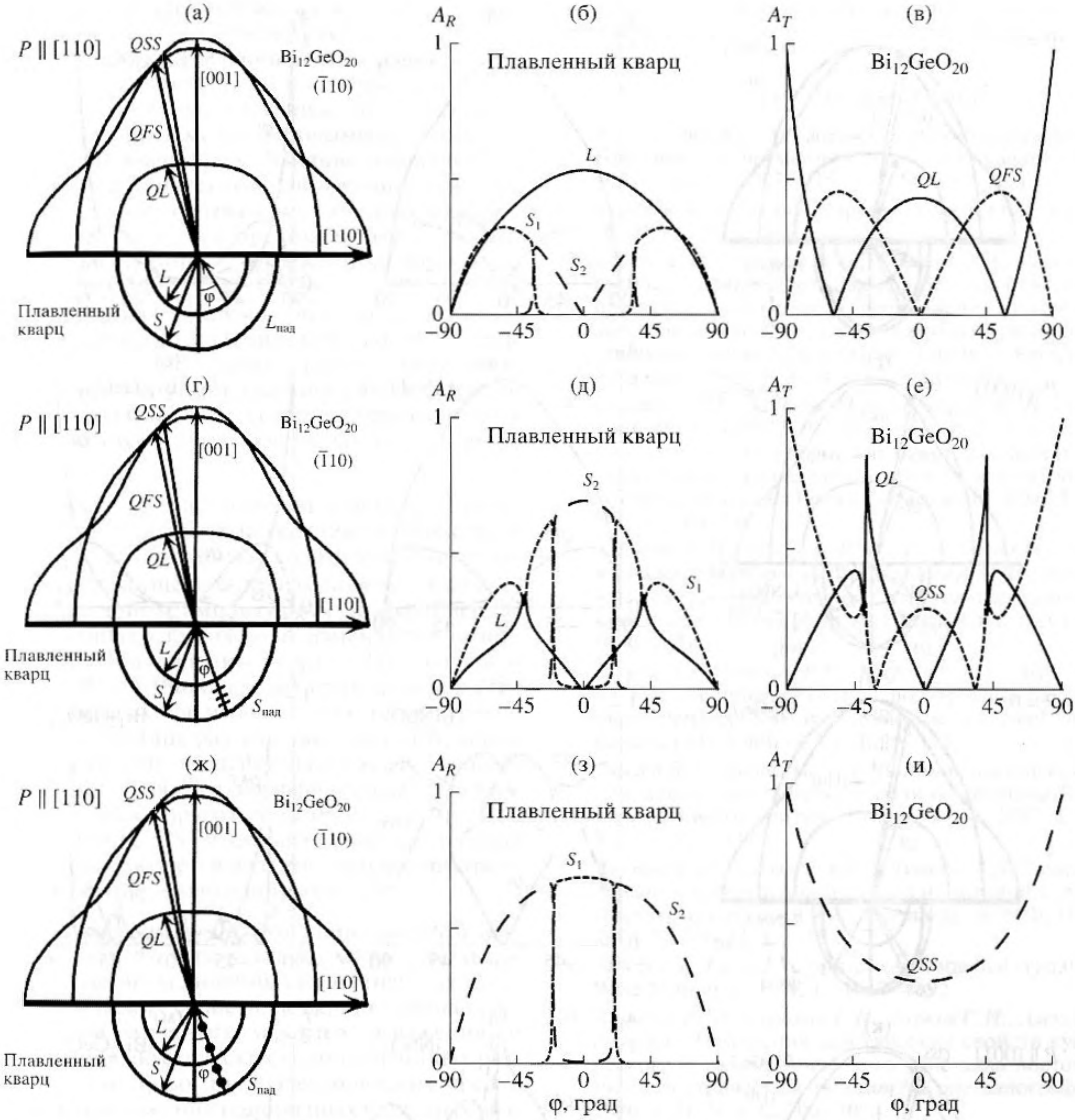

Рис. 1. Полости векторов рефракции (а) и амплитудные коэффициенты отражения (б) и преломления волн (в), от границы раздела плавленый кварц–германосилленит в плоскости (110) при падении волн из плавленого кварца при действии одноосного давления вдоль распространения падающей волны.

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКОВ

На рис. 2 приведены действительные части амплитудных коэффициентов отражения и преломления волн при акустическом контакте двух сред ниобат лития $LiNbO_3$ (плоскость (010)) – германосилленит $Bi_{12}GeO_{20}$ ($\bar{1}10$) при приложении одноосного давления вдоль [001], т.е. ортогонально границе раздела сред. При приложении **P** || [001] в кристалле германосилленита, как уже упоминалось выше, происходит снятие вырождения сдвиговых упругих волн, в то время как для кристалла ниобата лития данный вариант приложения давления, т.е. вдоль оси 3-го порядка, не изменяет исходную симметрию кристалла, и вырождение сдвиговых волн в данном случае сохраняется.

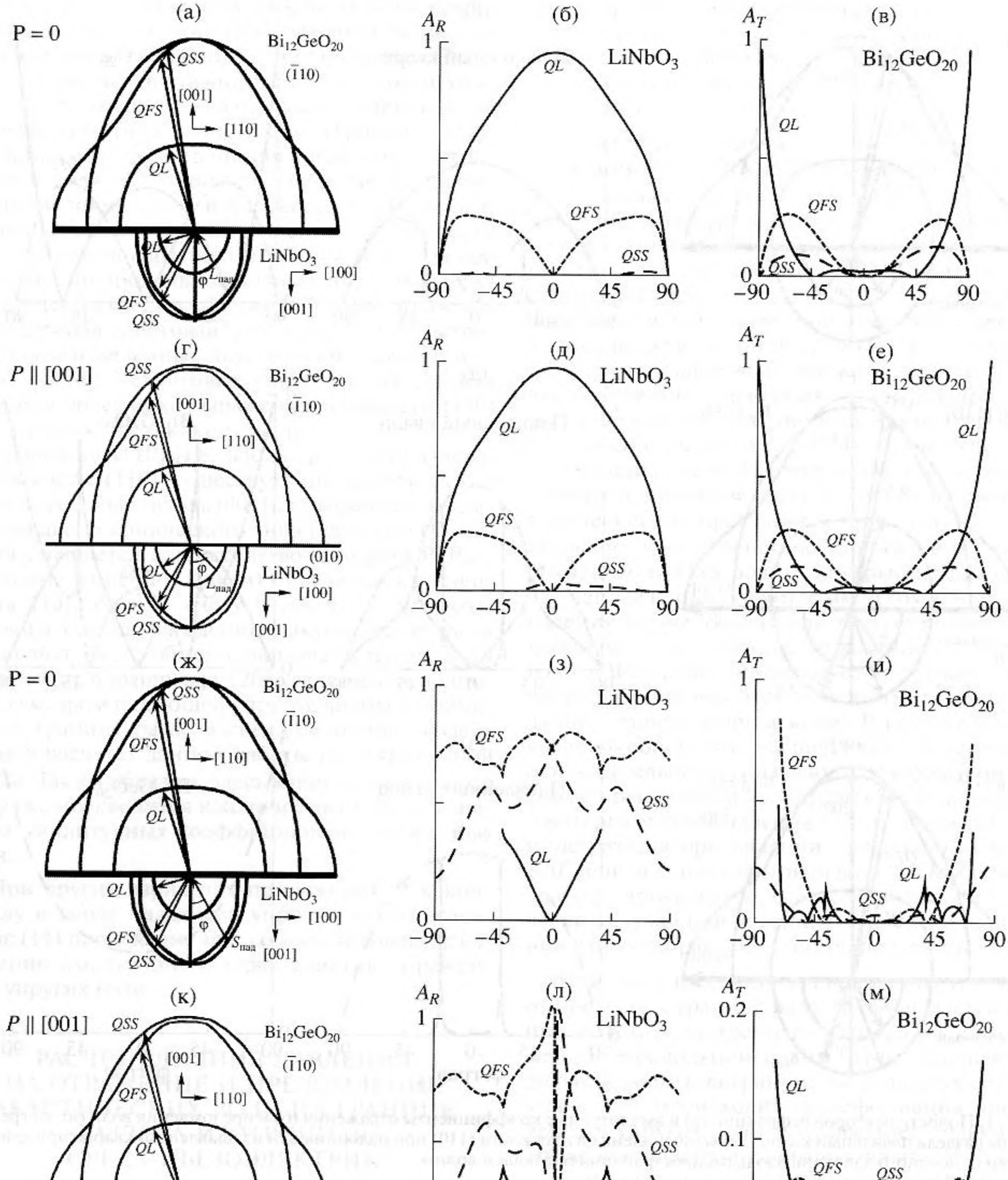

Рис. 2. Полости векторов рефракции и амплитудные коэффициенты отражения и преломления волн от границы раздела ниобат лития–германосилленит в плоскости (110) при падении волн из ниобата лития при действии одноосного давления вдоль [001].

При падении упругой волны типа QL на границу раздела двух сред присутствуют все три типа отраженных и преломленных ОАВ, но доминирующим является амплитудный коэффициент отраженной квазипродольной волны, что объясняется большой разницей между фазовыми скоростями в исследуемых кристаллах. Влияние внешнего одноосного механического напряжения изменяет количественные значения амплитудных коэффициентов отраженных и преломленных волн, особенно существенно – отраженной медленной QSS-волны (рис. 2, г–е). Следует также отметить трансформацию преломленных упругих волн. При нормальном падении продольной волны преломляется естественно также продольная упругая, но под углом падения ±40° к нормали границы раздела двух сред, из преломленных волн существуют только квазисдвиговые упругие волны.

Однако в случае падения сдвиговых волн, вследствие снятия вырождения в кристалле $Bi_{12}GeO_{20}$, амплитудные коэффициенты отраженных волн существенно изменяются, в то время как величины амплитудных коэффициентов преломленных упругих волн изменяются незначительно. При падении упругой QFS-волны и действии **P** || [001] происходит трансформация типа отраженных сдвиговых волн относительно нормали к границе раздела двух сред, в то время как в отсутствие воздействия доминирующими значениями являются коэффициенты отраженных сдвиговых упругих волн (рис. 2, к–м). Под углом падения ±38° к нормали границы раздела двух сред наблюдается явление полного внутреннего отражения продольной волны.

Таким образом, используя приведенные в данной работе и в [3] результаты, можно, если известны константы линейных и нелинейных электромеханических свойств, детально проанализировать анизотропный характер отражения и преломления акустических волн на границах раздела тех или иных пьезоэлектрических сред в условиях приложения однородных конечных воздействий. Полученные данные могут быть полезны для поиска практически важных эффектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Александров К.С.* Акустическая кристаллография // Проблемы современной кристаллографии. М.: Наука, 1975. С. 327–345.
2. *Федоров Ф.И.* Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 388 с.
3. *Бурков С.И., Сорокин Б.П., Глушков Д.А., Александров К.С.* Теория и компьютерное моделирование процессов отражения и преломления объемных акустических волн в пьезоэлектриках при воздействии внешнего электрического поля // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 6. С. 1053–1060.
4. *Сорокин Б.П., Зайцева М.П., Кокорин Ю.И., Бурков С.И., Соболев Б.В., Четвергов Н.А.* Анизотропия управления скоростью объемных акустических волн электрическим полем в пьезоэлектриках со структурой силленита // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 5. С. 664–666.
5. *Зайцева М.П., Кокорин Ю.И., Сандлер Ю.М., Зражевский В.М., Сорокин Б.П., Сысоев А.М.* Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1986. 177 с.
6. *Burkov S.I., Sorokin B.P., Karpovich A.A., Aleksandrov K.S.* The influence of static homogeneous fields on the properties of SAW in piezoelectric // Ferroelectrics Letters. 1992. V. 14. № 5/6. P. 99–113.
7. *Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е.* Влияние внешнего однородного электрического поля на свойства ПАВ Рэлея в ниобате лития // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 1. С. 116–118.
8. *Альшиц В.И., Сарычев А.В., Шувалов А.Л.* Классификация вырождения и анализ их устойчивости в теории упругих волн в кристаллах // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 3(9). С. 922–938.
9. *Alshits V.I., Lothe J.* Acoustic axes in trigonal crystals // Wave Motion. 2006. V. 43. P. 177–192.
10. *Кокорин Ю.И., Сорокин Б.П., Бурков С.И., Александров К.С.* Изменения акустических свойств кубического пьезоэлектрического кристалла постоянным электрическим полем // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 4. С. 706–709.