

УДК 548.534

## Упругие волны в пьезоэлектрических слоистых структурах

Ольга П. Золотова

Сергей И. Бурков\*

Институт инженерной физики и радиоэлектроники,  
Сибирский федеральный университет,  
Свободный 79, Красноярск, 660041,  
Россия

Борис П. Сорокин†

Арсений В. Теличко

Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов,  
Центральная 7а, Троицк, Московская область, 142190,  
Россия

Получена 16.10.2011, окончательный вариант 05.12.2011, принята к печати 10.01.2012

*Получены уравнения, применяемые для расчета параметров акустических волн в слоистых пьезоэлектрических структурах, включая влияние внешнего однородного электрического поля. Проведены компьютерные расчеты распространения акустических волн в слоистых структурах "AlN/алмаз", "BGO/плавленый кварц", "LGS/плавленый кварц" для основных кристаллических срезов. Рассчитаны дисперсионные зависимости фазовых скоростей, КЭМС, потока энергии как функции произведения  $h \times f$ , а также анизотропия параметров волн. Выполнена идентификация акустических мод. Сделаны оценки гибридизации акустических мод. Указаны срезы и направления с оптимальным сочетанием акустических свойств (высокие фазовая скорость и КЭМС, минимальное отклонение потока энергии и т.п.).*

*Ключевые слова:* волна Лява, волна Рэлея, волна Сезавы, лангасит.

### Принятые сокращения и обозначения

КЭМС — коэффициент электромеханической связи

ПАВ — поверхностная акустическая волна

SH — поверхностная акустическая волна с поперечной горизонтальной поляризацией

ОАВ — объемная акустическая волна

АЭ — акустоэлектроника

PFA — угол отклонения потока энергии (Power Flow Angle) акустической волны

ВШП — встречно-штыревой преобразователь

$h$  — толщина пленки

$f$  — частота упругой волны

### Введение

Структуры типа "слой/подложка" (металлический, диэлектрический или пьезоэлектрический слой конечной толщины, нанесенный на полубесконечную подложку с различными свойствами) играют важную роль в разработке АЭ систем и устройств. С тех пор как были созданы преобразователи для передачи и получения ПАВ, подобные устройства широко

\*sburkov@sfu-kras.ru

†bpsorokin2@rambler.ru

© Siberian Federal University. All rights reserved

использовались в электронных системах и датчиках [1,2]. В акустоэлектронике прежде разрабатывались устройства на ПАВ рэлеевского типа; позже внимание стали уделять пьезоэлектрическим волнам с поперечно-горизонтальной поляризацией ( $SH$ ) [3,4]. Из числа волн  $SH$ -типа волны Лява в пьезоэлектрических слоистых акустических устройствах являются самыми подходящими для высокочастотных фильтров из-за высоких значений фазовой скорости. Устройства на волнах Лява подходят для использования в датчиках для исследования свойств жидкостей с очень высокой чувствительностью благодаря концентрации акустической энергии в основном в пределах слоя.

Сегодня внимание исследователей привлечено к изучению многослойных акустических волноводов с использованием как известных, так и новейших материалов, свойства которых могут быть изменены в процессе их роста или в результате различных внешних воздействий (температура, электрическое и магнитное поля и т.д). Такие материалы могут быть произведены на основе нанокompозитных металлосодержащих полимерных пленок [5], например пленки, основанной на полиэтилене высокого давления с различным содержанием наночастиц  $CdS$  [6].

В настоящее время разработаны образцы СВЧ акустоэлектронных устройств на основе алмазоподобных пленок, имеющих высокие скорости акустических волн, и с нанесенными на них пьезоэлектрическими пленками ( $AlN$  или  $ZnO$ ) [7, 8]. Однако акустическое затухание в таких устройствах определяется качеством алмазной пленки, в частности размером зерна [9]. Существенной технологической проблемой является получение поверхности алмазных пленок с минимальной шероховатостью, непосредственно влияющей на качество ВШП [10]. Монокристаллы алмаза, обладающие меньшим, по сравнению с пленками, акустическим затуханием, стабильные при воздействии ионизирующих излучений, представляют потенциальный интерес в качестве уникального материала для датчиков высокой температуры и АЭ устройств высокой мощности. Самая высокая среди известных твердых тел скорость волны Рэлея позволяет при тех же геометрических размерах ВШП получать устройства с более высокой рабочей частотой методом традиционной оптической фотолитографии [11]. Отметим здесь, что повышение рабочих частот АЭ устройств за счет уменьшения периода ВШП с помощью метода электронной литографии неизбежно приводит к уменьшению максимального значения электрического поля, возбуждающего ПАВ. Важным преимуществом монокристаллической алмазной подложки является высокая теплопроводность, что способствует более высокой надежности АЭ устройств при высокой мощности сигнала [12]. Однако значительная стоимость и трудности производства синтетических монокристаллов с заданной однородностью препятствуют их применению. Отметим, что в течение последних 2–3 лет в России появились интересные результаты по росту синтетических монокристаллов алмаза с достаточными линейными размерами ( $\sim 8$ – $10$  мм) и хорошей воспроизводимостью свойств. Хотя нитрид алюминия имеет несколько меньший по сравнению с  $ZnO$  коэффициент электромеханической связи, тем не менее, пьезоэлектрическая пленка  $AlN$  более пригодна для возбуждения акустических волн на алмазе благодаря более высокой скорости звука  $AlN$  по сравнению с  $ZnO$ , что обуславливает лучшее акустическое согласование и более высокочастотный спектр доступных акустических волн. Однако подробная информация о практически важных акустических свойствах, таких как анизотропия ПАВ параметров в слоистых структурах " $AlN$ /монокристаллический алмаз", к настоящему времени практически отсутствует.

С целью оптимизации АЭ устройства необходимо определять наилучшие направления распространения акустической волны и величину  $h \times f$  для соответствующего рабочего частотного диапазона [13]. Для расширения функциональных возможностей АЭ устройств желательно иметь средства для динамического управления их характеристиками. В настоящей работе рассмотрено влияние постоянного электрического поля на дисперсионные характеристики волн Рэлея и Лява, а также анизотропия характеристик упругих волн в слоистой пьезоэлектрической структуре. Отметим, что для исследования были выбраны те

пьезоэлектрические кристаллы, для которых известен полный набор линейных и нелинейных электромеханических констант. В качестве модельной структуры рассмотрены слой кристалла  $Bi_{12}GeO_{20}$  ( $BGO$ ) кубической симметрии 23 с сильным пьезоэлектрическим эффектом на плавленом кварце и наиболее перспективный с практической точки зрения слой кристалла лангасита  $La_3Ga_5SiO_{14}$  ( $LGS$ ) тригональной симметрии 32 на плавленом кварце. Кристалл лангасита обладает практически значимым сочетанием свойств: термостабильностью, малым затуханием упругих волн и большей, по сравнению с пьезокварцем, пьезоактивностью [14]. Влияние внешних воздействий, таких как однородное электрическое поле  $E$  и механическое напряжение, на характеристики и условия распространения ОАВ и ПАВ в кристалле  $LGS$  рассмотрено в [15, 16]. Однако влияние электрического поля на характеристики и условия распространения волн в слоистых пьезоэлектрических структурах, в частности "BGO/плавленый кварц" и "LGS/плавленый кварц", к настоящему времени не исследовалось ни теоретически, ни экспериментально.

Целью данной работы было получение дисперсионных характеристик и анизотропии параметров волн Рэлея и Лява в слоистых структурах "AlN/монокристаллический алмаз", а также исследование изменений характеристик распространения акустических волн под воздействием постоянного однородного электрического поля в слоистых структурах "BGO/плавленый кварц" и "LGS/плавленый кварц".

## 1. Теория распространения волны Лява в пьезоэлектрических кристаллах

В слоистой системе, состоящей из изотропного слоя толщины  $h$  и изотропной полубесконечной подложки из другого материала, могут распространяться волны рэлеевского типа со смещениями в сагиттальной плоскости и волны с поперечно-горизонтальной поляризацией (волны Лява) (рис. 1). Если скорость сдвиговых объемных волн в слое меньше, чем в подложке, в такой системе могут распространяться сдвиговые волны, описываемые выражениями [17]:

$$\begin{aligned} u^L &= u_0 \frac{\cos [s^L (x_3 - h)]}{\cos s^L h} \exp [i (qx_1 - \omega t)], \\ u^S &= u_0 \exp [s^S x_3 + i (qx_1 - \omega t)], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u^L$ ,  $u^S$  — смещения в слое и подложке,  $s^L = (k^L)^2 - q^2$ ,  $s^S = q^2 - (k^S)^2$ , ( $k^L$ ,  $k^S$  — волновые числа объемных сдвиговых волн в слое и подложке). Здесь и далее индексы  $L$  и  $S$  относятся к слою и подложке соответственно. При этом волновое число  $q$  определяется из дисперсионного уравнения [17]

$$\operatorname{tg}(s^L h) = \frac{c_{44}^S s^S}{c_{44}^L s^L}. \quad (2)$$

Рассмотрим слоистую систему, состоящую из пьезоэлектрического слоя толщины  $h$  и пьезоэлектрической подложки в рабочей системе координат, в которой волна распространяется вдоль оси  $x_1$ , нормаль к поверхности направлена вдоль оси  $x_3$ , причем начало координат находится в точке раздела двух сред (рис. 1). С учетом дисперсии волн уравнение

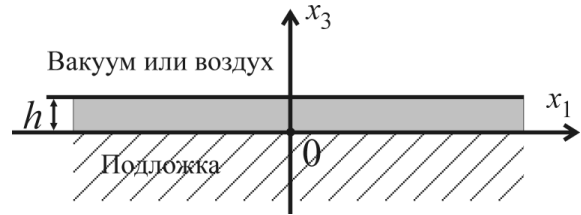


Рис. 1. Геометрия исследуемой слоистой пьезоэлектрической структуры

Грина-Кристоффеля для каждой из сред запишется в виде [18]

$$(\Gamma_{rs} - \rho_0^{(S,L)} \omega^2 \delta_{rs}) \alpha_r = 0, \quad r, s = 1 \dots 4, \quad \delta_{44} = 0, \quad (3)$$

где  $\Gamma_{ik} = c_{ijkl}^{(S,L)} K_j K_l$ ,  $\Gamma_{4j} = \Gamma_{j4} = e_{ijk}^{(S,L)} K_i K_k$ ,  $\Gamma_{44} = -\varepsilon_{nm}^{(S,L)} K_n K_m$ ;  $\rho_0^{(S,L)}$  — плотность кристалла;  $K_i$  — компоненты волнового вектора;  $c_{ijkl}^{(S,L)}$ ,  $e_{ijk}^{(S,L)}$ ,  $\varepsilon_{nm}^{(S,L)}$  — линейные упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные (материальные тензоры). Здесь и далее подразумевается суммирование по дважды повторяющимся индексам. Благодаря геометрии задачи удобно ввести переобозначение для компоненты волнового вектора  $K_1^{(S,L)(n)} \equiv K_1$ , верхний индекс  $n$  соответствует номеру парциальной волны.

Определив компоненты волнового вектора из (3) и подставив решения в виде плоских волн в уравнения движения [18] и граничные условия [19], можно получить систему из 13 однородных уравнений с неизвестными весовыми коэффициентами. Равенство нулю определителя данной системы позволяет найти различные решения относительно  $K_1$  и вычислить фазовые скорости волн Рэлея и Лява в слоистой структуре.

В слоистой системе, образованной слоем пьезоэлектрика на пьезоэлектрической подложке, возможно существование множества дисперсионных поверхностных волн [20]. Как правило, на практике для создания АЭ устройств ограничиваются направлениями, в которых возможно существование так называемых чистых волн (мод). Так, чистая волна Рэлея должна иметь смещения только в сагиттальной плоскости, а волна Лява — смещения в направлении, перпендикулярном сагиттальной плоскости. В пьезоэлектрической слоистой системе принятой геометрии в направлении чистых мод возможен вариант существования парциальных волн вида  $(U_1, 0, U_3, 0)$  и  $(0, U_2, 0, \Phi)$ , который реализуется в случае, когда нормаль к сагиттальной плоскости является осью симметрии 2-го порядка для обеих сред. При втором варианте возникновения чистых мод сагиттальная плоскость является плоскостью симметрии обеих сред, что приводит к распространению волн вида  $(U_1, 0, U_3, \Phi)$  и  $(0, U_2, 0, 0)$  [18, 19].

Изучение условий и характеристик распространения волн Лява в слоистых структурах вида "пьезоэлектрический слой/изотропная подложка" или "изотропный слой/пьезоэлектрическая подложка" проводилось многими исследователями. Однако их интересы ограничивались гексагональными кристаллами (трансверсивно-изотропная среда) [21, 22].

В качестве примера распространения чистых мод рассмотрим слой изотропного упругого материала на подложке из пьезоэлектрического кристалла *BGO* в направлении [100] плоскости (001). Для волны с поперечной поляризацией в пьезоэлектрике характеристическое уравнение запишется как

$$-\varepsilon_{11}^{\eta(S)} \left[ c_{44}^{E(S)} (K_1^2 + K_3^2) - \rho_0^{(S)} \omega^2 \right] [K_1^2 + K_3^2] - 4 \left( e_{14}^{(S)} \right)^2 K_1^2 K_3^2 = 0, \quad (4)$$

откуда можно найти корни  $K_3$ , причем необходимо выбрать два корня с отрицательной мнимой частью. Для изотропного слоя значения  $K_3$  в данном случае равны  $\pm i K_1$  и  $\pm i s$ ,

$$\text{где } s = \sqrt{\frac{\rho_0^{(L)} \omega^2}{c_{44}^{(L)}} - K_1^2}.$$

Матрица граничных условий принимает следующий вид:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & C e^{iK_3^{(L)(1)}h} & -C e^{iK_3^{(L)(2)}h} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (-D + E) e^{iK_3^{(L)(3)}h} & (D + E) e^{iK_3^{(L)(4)}h} \\ Fp_1 + G & Hp_2 + G & -C & C & 0 & 0 \\ Gp_1 - I & Gp_2 - J & 0 & 0 & D & -D \\ p_1 & p_2 & -1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned}
C &= isc_{44}^{E(L)}; & D &= iK_1\varepsilon_{11}^{\eta(L)}; & E &= i\varepsilon_0; & F &= c_{44}^{E(S)}K_3^{(S)(1)}; \\
G &= e_{14}^{(S)}K_1; & H &= c_{44}^{E(S)}K_3^{(S)(2)}; & I &= \varepsilon_{11}^{\eta(S)}K_3^{(S)(1)}; & J &= \varepsilon_{11}^{\eta(S)}K_3^{(S)(2)}; \\
p_1 &= \frac{\varepsilon_{11}^{\eta(S)} \left( K_1^2 + \left( K_3^{(S)(1)} \right)^2 \right)}{2e_{14}^{(S)} K_1 K_3^{(S)(1)}}; & p_2 &= \frac{\varepsilon_{11}^{\eta(S)} \left( K_1^2 + \left( K_3^{(S)(2)} \right)^2 \right)}{2e_{14}^{(S)} K_1 K_3^{(S)(2)}}.
\end{aligned}$$

Находя ее определитель, можно получить дисперсионное уравнение, описывающее пьезоактивную шестипарциальную волну Лява в следующем виде:

$$\begin{aligned}
c_{44}^{E(L)} is \tanh(sh) &= \frac{AB}{\varepsilon_{11}^{\eta(S)}} \times \\
&\times \frac{\left[ c_{44}^{E(S)} \varepsilon_{11}^{\eta(S)} (K_1^2 + A^2) + 2 \left( e_{14}^{(S)} \right)^2 K_1^2 \right] - Q \left[ c_{44}^{E(S)} \varepsilon_{11}^{\eta(S)} (K_1^2 + B^2) + 2 \left( e_{14}^{(S)} \right)^2 K_1^2 \right]}{B(K_1^2 + A^2) - QA(K_1^2 + B^2)}, \quad (6)
\end{aligned}$$

где  $A = K_3^{(S)(1)}$ ,  $B = K_3^{(S)(2)}$  – корни характеристического уравнения подложки;

$$Q = \frac{B \left( \varepsilon_{11}^{\eta(S)} (K_1^2 - A^2) + i2A\bar{\varepsilon} \right)}{A \left( \varepsilon_{11}^{\eta(S)} (K_1^2 - B^2) + i2B\bar{\varepsilon} \right)}; \quad \bar{\varepsilon} = \varepsilon_{11}^{\eta(L)} K_1 \frac{\varepsilon_{11}^{\eta(L)} K_1 \tanh(K_1 h) + \varepsilon_0}{\varepsilon_{11}^{\eta(L)} K_1 + \varepsilon_0 \tanh(K_1 h)}.$$

Решая это уравнение численными методами, можно получить дисперсионные зависимости фазовых скоростей волн Лява от параметра  $h \times f$ .

## 2. Анализ анизотропии и дисперсии ПАВ параметров в слоистой структуре "пьезоэлектрическая пленка/кристаллическая подложка без пьезоэффекта" в отсутствие внешних воздействий

Расчет параметров упругих волн в слоистых структурах проводили с помощью созданного авторами программного обеспечения. В основу алгоритма расчета положен метод парциальных волн, хорошо адаптированный ранее для расчета характеристик ПАВ. Для повышения точности расчета применялась нормировка уравнений Грина-Кристоффеля и граничных условий [14]. Значения квадрата КЭМС определялись с помощью соотношения

$$K^2 = 2 \frac{v - v_m}{v}, \quad (7)$$

где  $v$  и  $v_m$  – скорости ПАВ на свободной либо металлизированной поверхности пьезоэлектрической пленки.

Используя данные по упругим свойствам алмаза [23] и нитрида алюминия  $AlN$  [24], были выполнены компьютерные расчеты распространения ПАВ в слоистых структурах "AlN/алмаз" для кристаллического среза (111) алмаза с вариантами (100) и (001) ориентации пленки  $AlN$ . Анизотропия скоростей волны Рэлея в плоскости (111) алмаза сравнительно невелика, а плоскость (001) пленки  $AlN$  является изотропной в отношении упругих свойств, поэтому в слоистой структуре "(001)AlN/(111) алмаз" распространение волн происходит фактически как в изотропной среде. Напротив, структура "(100)AlN/(111) алмаз" демонстрирует заметную анизотропию скоростей упругих волн, особенно КЭМС. Определить, какого типа поверхностные упругие волны будут возбуждаться в данном случае,

можно, рассматривая тензор пьезоэлектрических коэффициентов для кристаллов точечной симметрии  $6mm$ , который в повернутой системе координат будет иметь вид

$$e'_{i\lambda} = \begin{pmatrix} e_{33} & e_{31} & e_{31} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Выберем направление распространения волны  $X'_2$  вдоль  $[010]$  в плоскости  $(100)AlN$ . Переменное электрическое поле, возбуждающее ПАВ, в соответствии с ориентацией ВШП будет иметь компоненты  $E = (0, E'_2, E'_3)$ , лежащие в сагиттальной плоскости пленки. Компоненты механических напряжений найдем с помощью выражения  $\sigma'_{ij} = e'_{nij} E'_n$ . Получаем  $\sigma'_{11} = \sigma'_{23} = \sigma'_{33} = 0$  и  $\sigma'_{13} = e_{15} E_3$ ,  $\sigma'_{12} = e_{15} E_2$ . Последняя компонента отвечает за возбуждение чистой  $SH$  волны, которую в описанной геометрии обычно называют волной Лява. Если рассмотреть распространение волн вдоль  $X'_1 \parallel [001]$  в плоскости  $(100)AlN$ , то  $E = (E'_1, 0, E'_3)$ , и компоненты напряжений имеют вид:  $\sigma'_{11} = e_{33} E'_1$ ,  $\sigma'_{22} = e_{31} E'_1$ ,  $\sigma'_{33} = e_{31} E'_1$ ,  $\sigma'_{13} = e_{15} E'_3$  и  $\sigma'_{12} = \sigma'_{23} = 0$ . Компоненты  $\sigma'_{11}$  и  $\sigma'_{13}$  отвечают за возбуждение продольной и поперечной парциальных компонент чистой ПАВ Рэлея,  $\sigma'_{22}$  и  $\sigma'_{33}$  соответствуют паразитным объемным волнам. Следовательно, при данной ориентации возможность пьезоэлектрического возбуждения  $SH$  волны отсутствует. Принципиально данная ситуация аналогична случаю ориентации  $(001)$  пленки  $AlN$ , в которой при любом расположении ВШП будет возбуждаться только ПАВ Рэлея.

Дисперсионные зависимости фазовых скоростей ПАВ и КЭМС от величины произведения  $h \times f$  для слоистой структуры "(001) $AlN$ /(111) алмаз" показаны на рис. 2. Фазовые скорости основной волны Рэлея  $R_0$  изменяются от 10844 м/с (волна Рэлея, распространяющаяся на плоскости (111) алмаза при  $h = 0$ ) до 5775 м/с (волна Рэлея, распространяющаяся на плоскости (001) $AlN$  при  $h \rightarrow \infty$ ). Фазовые скорости низшей моды волны Лява  $L_0$  изменяются от 11992 (скорость  $SS$  волны алмаза) до 6511 м/с при  $h \times f = 8000$  м/с (стремясь к скорости  $FS$  волны в  $AlN$ , равной 6398 м/с). Как можно видеть, посредством пьезоэлектрического эффекта могут быть возбуждены только волны Рэлея, потому что их коэффициенты электромеханической связи имеют ненулевые значения, но возбуждение  $SH$  волн должно отсутствовать (рис. 2б). Максимальное значение  $K^2 = 2,1\%$  наблюдается для моды  $R_1$  (волна Сезава) при  $h \times f = 2,9 \cdot 10^3$  м/с. Эти зависимости качественно близки к аналогичным, полученным авторами [25].

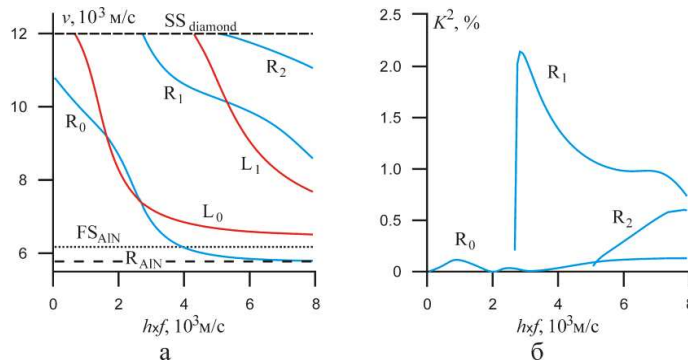


Рис. 2. Дисперсионные зависимости фазовых скоростей (а) и КЭМС (б) от произведения  $h \times f$  для слоистой структуры "(001) $AlN$ /(111) алмаз". Объемные акустические быстрые и медленные сдвиговые волны обозначаются как  $FS$  и  $SS$  соответственно. Кривые  $R_0$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  и  $L_0$ ,  $L_1$  соответствуют волнам Рэлея и Лява

Дисперсионные зависимости фазовых скоростей ПАВ и КЭМС от величины произве-

дения  $h \times f$  для слоистой структуры "(100)AlN/(111) алмаз" показаны на рис. 3. В этом случае существует значительная анизотропия упругих и пьезоэлектрических свойств AlN, поэтому необходимо указывать определенное направление распространения волн. Фазовые скорости волны Рэлея  $R_0$  изменяются от 10787 до 5884 м/с (скорость волны Рэлея, распространяющейся на плоскости (100) AlN вдоль направления [010] при  $h \rightarrow \infty$ ). Фазовые скорости низшей моды волны Лява  $L_0$  изменяются от 11992 до 6282 м/с, стремясь к скорости SS волны в AlN, равной 6172 м/с. В этом направлении посредством пьезоэлектрического эффекта могут быть возбуждены только SH волны. Напротив, возбуждение волн Рэлея должно отсутствовать (рис. 3б). Максимальное значение  $K^2 = 0,76\%$  наблюдается для  $L_0$  моды при  $h \times f = 2,05 \cdot 10^3$  м/с. Полученные зависимости качественно близки к аналогичным [26], некоторое количественное различие в величинах КЭМС может быть связано с различными источниками данных по материальным константам нитрида алюминия.

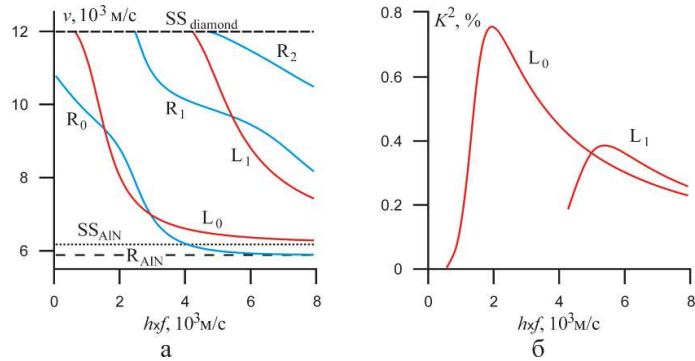


Рис. 3. Дисперсионные зависимости фазовых скоростей (а) и КЭМС (б) от произведения  $h \times f$  для слоистой структуры "(100)AlN/(111) алмаз". Распространение волн фиксировано вдоль направления [010] AlN и параллельно направлению [112] алмаза. Обозначения см. на рис. 2

Совместно с величинами фазовых скоростей и КЭМС важными характеристиками, определяющими пригодность пьезоэлектрических кристаллов для создания АЭ, являются температурные коэффициенты скоростей упругих волн  $TCv_i$  и углы отклонения потока энергии, которые должны быть минимальны. Первая из этих характеристик определяет термостабильность устройств, вторая — степень дифракции акустических мод.

Угол между волновым вектором и вектором скорости переноса упругой энергии (Power Flow Angle — PFA) акустических волн может быть определен следующим образом. Модуль потока энергии в волне Лява в расчете на единицу ширины акустического пучка для изотропных материалов дается формулой [17]

$$|P| = -\frac{1}{2} c_{44}^S \omega D'_q |u|^2, \quad (9)$$

где  $D'_q$  — производная характеристического определителя  $D(q, \omega) = (c_{44}^L / c_{44}^S) s^L \operatorname{tg}(s^L h) - s^S$ . При этом волновое число  $q$  определяется из дисперсионного уравнения (2).

Полагаем, что поток энергии не может пересекать границ слоя, поэтому компонента  $P_3 = 0$ . Таким образом, угол отклонения потока энергии может быть определен так:

$$PFA = \operatorname{arctg} \left( \frac{P_2}{P_1} \right). \quad (10)$$

Необходимо отметить, что величина PFA может быть вычислена другим образом — с помощью поверхностных обратных скоростей [27,28]. В анизотропных материалах угол отклонения потока энергии акустической волны может принимать довольно большие значения,

что ограничивает их практическое применение, несмотря на термостабильность и высокое значение КЭМС.

На рис. 4 показана анизотропия параметров распространения поверхностных волн в слоистой структуре "(001)AlN/(111) алмаз". Приведены данные для трех значений величины  $h \times f$ . Эта структура показывает наиболее высокий КЭМС для волн рэлеевского типа и очень малую анизотропию параметров, обусловленную слабой анизотропией упругости в плоскости (111) алмаза. Так, мода Сезава  $R_1$  имеет максимальное значение  $K^2 = 2,1\%$  и фазовую скорость  $11531$  м/с при  $h \times f = 3000$  м/с.

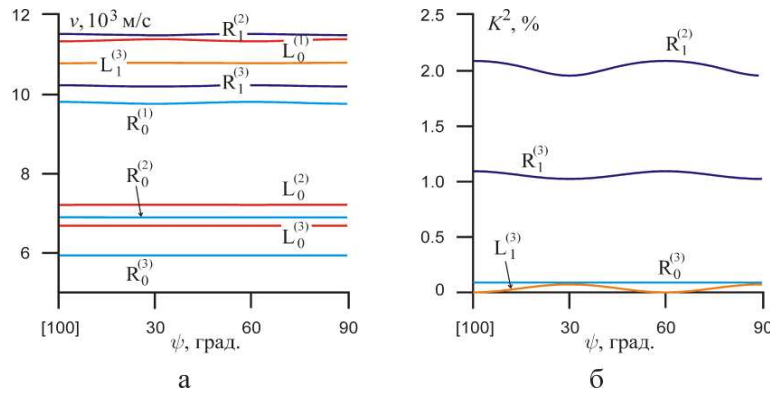


Рис. 4. Анизотропия скоростей (а) и КЭМС (б) для ПАВ в слоистой структуре "(001)AlN/(111) алмаз" при различных значениях  $h \times f$  (м/с): 1 — 1000; 2 — 3000; 3 — 5000

На рис. 5 изображена анизотропия параметров распространения поверхностных волн в слоистой структуре "(100)AlN/(111) алмаз". Как следует из рис. 5б, наилучшими значе-

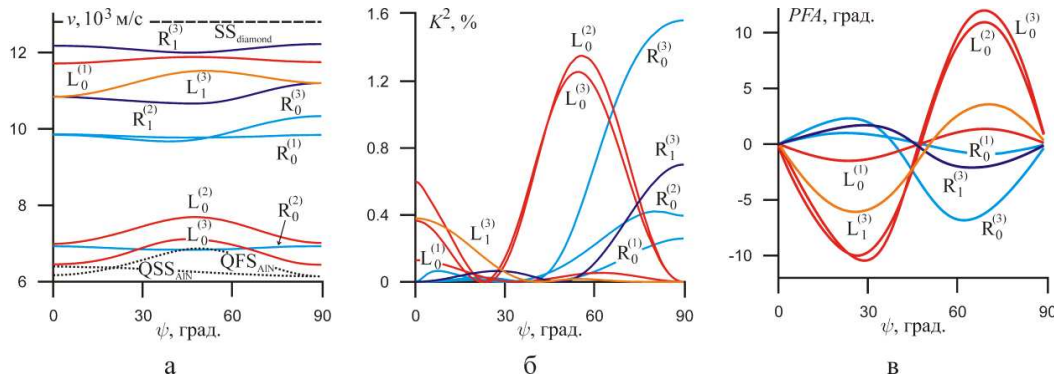


Рис. 5. Анизотропия скоростей (а), КЭМС (б) и угла отклонения потока энергии  $PFA$  (в) для ПАВ в слоистой структуре "(100)AlN/(111) алмаз" для различных значений  $h \times f$  (м/с): 1 — 1000; 2 — 3000; 3 — 5000. Угол  $\psi$  отсчитывался от направления  $[010]$  к  $[001]$  в плоскости пленки AlN. Направление  $[010]$  AlN параллельно направлению  $[11\bar{2}]$  алмаза

ниями КЭМС  $1,6$  и  $0,7\%$  обладают основная рэлеевская мода  $R_0$  и мода Сезава  $R_1$  при  $h \times f = 5000$  м/с в направлении  $[001]$  пленки AlN ( $\psi = 90^\circ$ ), причем мода Сезава имеет также наибольшие значения фазовой скорости  $12290$  м/с (рис. 5а). Отметим, что в данном направлении реализуется распространение чистых мод как рэлеевского, так и  $SH$  типа (рис. 5в), но возбуждение за счет пьезоэлектрического эффекта AlN возможно только для



мод рэлеевского типа. Волна Лява имеет максимум КЭМС 1,35 % в направлении  $\psi = 56^\circ$ , однако уже не является чистой модой.

С точки зрения дизайна АЭ устройств наилучшим сочетанием упругих и электромеханических свойств для распространения волн рэлеевского типа  $R_1$  (мода Сезава) обладает слоистая структура "(001)AlN/(111) алмаз". Преимуществом являются и малые значения угла отклонения потока энергии волны. Отметим, однако, что в этом случае на пути технической реализации лежит проблема подготовки алмазной подложки с точной кристаллографической ориентировкой (111), поскольку именно в данном направлении алмаз проявляет рекордную среди известных материалов твердость и, как следствие, крайне затруднена технология обработки этой плоскости.

### 3. Распространение упругих волн в структуре "изотропный слой/пьезоэлектрическая подложка" при воздействии постоянного электрического поля

Для волн малой амплитуды при действии электрического поля на пьезокристалл уравнение движения, уравнения электростатики и уравнения состояния пьезоэлектрической среды имеют вид [14]

$$\begin{aligned}\rho_0 \ddot{U}_i &= \tilde{\tau}_{ik,k}, \quad \tilde{D}_{m,m} = 0, \\ \tilde{\tau}_{ik} &= c_{ikpq}^* \tilde{\eta}_{pq} - e_{nik}^* \tilde{E}_n, \\ \tilde{D}_n &= e_{nik}^* \tilde{\eta}_{ik} + \varepsilon_{mn}^* \tilde{E}_m.\end{aligned}\tag{11}$$

В уравнении (11) приняты обозначения:  $\rho_0$  – плотность кристалла в недеформированном (исходном) состоянии,  $\tilde{U}_i$  – вектор динамических упругих смещений. Эффективные упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические константы определяются соотношениями

$$\begin{aligned}c_{abkl}^* &= c_{abkl}^E + \left( c_{abklqr}^E d_{jqr} - e_{jabkl} \right) M_j E, \\ e_{nab}^* &= e_{nab} + \left( e_{nabkl} d_{jkl} + H_{njab} \right) M_j E, \\ \varepsilon_{nm}^* &= \varepsilon_{nm}^\eta + \left( H_{nmab} d_{pab} + \varepsilon_{nmp}^\eta \right) M_p E.\end{aligned}\tag{12}$$

Здесь  $E$  – величина постоянного однородного электрического поля,  $M_j$  – единичный вектор электрического поля,  $c_{abklqr}^E$ ,  $e_{nabkl}$ ,  $d_{jqr}$ ,  $\varepsilon_{nm}^\eta$ ,  $H_{nmab}$  – нелинейные упругие, пьезоэлектрические, диэлектрические и электрострикционные константы (материальные тензоры).

Рассмотрим модельную структуру, состоящую из слоя изотропного материала на подложке из пьезоэлектрического кристалла  $BGO$ . Пусть к структуре приложено внешнее электрическое поле  $E \parallel [010]$ . Приложение  $E$  к кристаллической пластине вдоль оси второго порядка понижает эффективную симметрию кубического кристалла до моноклинной (класс 2), индуцируя появление новых упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных:

$$\begin{aligned}c_{15}^* &= (c_{155}d_{14} - e_{134}) E; & c_{35}^* &= (c_{166}d_{14} - e_{124}) E; \\ c_{46}^* &= (c_{456}d_{14} - e_{156}) E; & e_{16}^* &= (e_{156}d_{14} + H_{44}) E; \\ \varepsilon_{13}^* &= (H_{44}d_{14} + \varepsilon_{123}) E.\end{aligned}\tag{13}$$

Тензор Грина-Кристоффеля в этом случае имеет вид, как и в случае отсутствия внеш-

него электрического поля, но теперь компоненты  $\Gamma_{ik}$  принимают иные значения:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{11} &= c_{11}^E K_1^2 + c_{44}^E K_3^2 + [(c_{12}^E + c_{44}^E) d_{14} + 2c_{15}^*] K_1 K_3; \\
\Gamma_{13} &= (c_{12}^E + c_{44}^E) K_1 K_3 + c_{11}^E d_{14} K_1^2 + c_{15}^* K_1^2 + (c_{44}^E d_{14} + c_{35}^*) K_3^2; \\
\Gamma_{31} &= (c_{12}^E + c_{44}^E) K_1 K_3 + c_{44}^E d_{14} K_1^2 + c_{15}^* K_1^2 + (c_{11}^E d_{14} + c_{35}^*) K_3^2; \\
\Gamma_{22} &= c_{44}^E (K_1^2 + K_3^2) + 2c_{46}^* K_1 K_3; \quad \Gamma_{24} = 2e_{14} K_1 K_3 + e_{16}^* (K_1^2 + K_3^2); \\
\Gamma_{33} &= c_{44}^E K_1^2 + c_{11}^E K_3^2 + [(c_{12}^E + c_{44}^E) d_{14} + 2c_{35}^*] K_1 K_3; \\
\Gamma_{44} &= -\varepsilon_{11}^\eta (K_1^2 + K_3^2) - 2\varepsilon_{13}^* K_1 K_3.
\end{aligned} \tag{14}$$

Таким образом, в данном варианте приложения поля изменяются только уже существующие компоненты тензора Грина-Кристоффеля, вследствие чего структура волн практически не изменяется, т.е. волны Рэлея и Лява остаются "чистыми" модами. Но характеристическое уравнение для  $SH$  волны, в отличие от (4), не является биквадратным:

$$\begin{aligned}
&-\varepsilon_{11}^\eta (c_{44}^E (K_1^2 + K_3^2) - \rho_0 \omega^2) (K_1^2 + K_3^2) - 4e_{14}^2 K_1^2 K_3^2 - \\
&- 2\varepsilon_{13}^* (c_{44}^E (K_1^2 + K_3^2) - \rho_0 \omega^2) K_1 K_3 - 2(c_{46}^* \varepsilon_{11}^\eta + 2e_{16}^* e_{14}) (K_1^2 + K_3^2) K_1 K_3 + \\
&+ 4c_{46}^* \varepsilon_{13}^* K_1^2 K_3^2 - (e_{16}^*)^2 (K_1^2 + K_3^2)^2 = 0.
\end{aligned} \tag{15}$$

Распространение акустических волн в пьезоэлектрической структуре под действием  $E$  должно удовлетворять граничным условиям с модифицированными материальными константами и компонентами волнового вектора, являющимися решениями характеристического уравнения вида (15). Система уравнений для расчета параметров распространения акустических волн в слоистой структуре принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
&\sum_{m=1}^4 b_m \left[ (c_{i3kl}^{*(S)} + 2d_{akf}^{(S)} c_{3ifl}^{E(S)} M_a E) K_l^{(m)} \alpha_k^{(m)} + e_{3pi}^{*(S)} K_p^{(m)} \alpha_4^{(m)} \right] - \\
&\quad - \sum_{n=1}^8 a_n \left[ (c_{i3kl}^{*(L)} + 2d_{akf}^{(L)} c_{3ifl}^{E(L)} M_a E) K_l^{(n)} \alpha_k^{(n)} + e_{3pi}^{*(L)} K_p^{(n)} \alpha_4^{(n)} \right] = 0, \\
&\sum_{m=1}^4 b_m \left[ (e_{3kl}^{*(S)} + 2d_{akp}^{(S)} e_{3pl}^{(S)} M_a E) K_l^{(m)} \alpha_k^{(m)} + \varepsilon_{3k}^{*(S)} K_k^{(m)} \alpha_4^{(m)} \right] - \\
&\quad - \sum_{n=1}^8 a_n \left[ (e_{3kl}^{*(L)} + 2d_{akp}^{(L)} e_{3pl}^{(L)} M_a E) K_l^{(n)} \alpha_k^{(n)} + \varepsilon_{3k}^{*(L)} K_k^{(n)} \alpha_4^{(n)} \right] = 0, \\
&\sum_{m=1}^4 \alpha_i^{(m)} b_m - \sum_{n=1}^8 \alpha_i^{(n)} a_n = 0, \quad \sum_{m=1}^4 \alpha_4^{(m)} b_m - \sum_{n=1}^8 \alpha_4^{(n)} a_n = 0 \\
&\sum_{n=1}^8 \left[ a_n (e_{3kpi}^{*(L)} + 2d_{jpf}^{(L)} c_{3kfi}^{E(L)} M_j E) K_i^{(n)} \alpha_p^{(n)} + a_4 e_{p3k}^{*(L)} K_p^{(n)} \alpha_4^{(n)} \right] \exp(iK_3^{(n)} h) = 0, \\
&\sum_{n=1}^8 \left[ a_n (e_{3kl}^{*(L)} + 2d_{jkp}^{(L)} e_{3pl}^{(L)} M_j E) K_l^{(n)} \alpha_k^{(n)} + a_4 (\varepsilon_{3k}^{*(L)} K_k^{(n)} - i\varepsilon_0) \alpha_4^{(n)} \right] \exp(iK_3^{(n)} h) = 0.
\end{aligned} \tag{16}$$

Здесь  $\alpha_k^{(n)}$  и  $a_n$  — амплитуды и весовые коэффициенты  $n$ -й парциальной волны ( $n = 1, \dots, 8$ ) в слое,  $\alpha_k^{(m)}$  и  $b_m$  — амплитуды и весовые коэффициенты  $m$ -й парциальной волны ( $m = 1, \dots, 4$ ) в подложке.

Отметим, что выражения (16) для граничных условий получены из предположения о воздействии постоянного однородного электрического поля на кристаллический слой без учета краевых эффектов. В полученных уравнениях учитываются все изменения в конфигурации анизотропной сплошной среды, связанные с ее статической деформацией и, в частности, с изменениями формы (геометрическая нелинейность) и изменениями материальных констант (12) пьезоэлектрика (физическая нелинейность) под действием сильного электрического поля.

Находя определитель системы (16), получим дисперсионное уравнение, описывающее пьезоактивную шестипарциальную волну Лява под действием внешнего электрического по-

ля  $E$  в следующем виде:

$$c_{44}^{E(L)} is \tanh(sh) = \frac{1}{\frac{T_1}{R_1} - P \frac{T_2}{R_2}} \times \left\{ \left( \frac{T_1}{R_1} \right) \left( c_{44}^{E(S)} A + c_{46}^{*(S)} K_1 \right) + e_{14}^{(S)} K_1 + e_{16}^{*(S)} A - \right. \\ \left. - P \left[ \left( \frac{T_2}{R_2} \right) \left( c_{44}^{E(S)} B + c_{46}^{*(S)} K_1 \right) + e_{14}^{(S)} K_1 + e_{16}^{*(S)} B \right] \right\}, \quad (17)$$

где  $A = K_3^{(S)(1)}$ ,  $B = K_3^{(S)(2)}$  – корни характеристического уравнения подложки (15);

$$T_1 = \varepsilon_{11}^{\eta(S)} (K_1^2 + A^2) + 2\varepsilon_{13}^{*(S)} K_1 A; \quad T_2 = \varepsilon_{11}^{\eta(S)} (K_1^2 + B^2) + 2\varepsilon_{13}^{*(S)} K_1 B;$$

$$R_1 = 2e_{14}^{(S)} K_1 A + e_{16}^{*(S)} (K_1^2 + A^2); \quad R_2 = 2e_{14}^{(S)} K_1 B + e_{16}^{*(S)} (K_1^2 + B^2);$$

$$P = \left\{ \frac{R_2}{R_1} \right\} \frac{T_1 \left( e_{14}^{(S)} K_1 + e_{16}^{*(S)} A \right) - R_1 \left( \varepsilon_{11}^{\eta(S)} A + \varepsilon_{13}^{*(S)} K_1 - i\bar{\varepsilon} \right)}{T_2 \left( e_{14}^{(S)} K_1 + e_{16}^{*(S)} B \right) - R_2 \left( \varepsilon_{11}^{\eta(S)} B + \varepsilon_{13}^{*(S)} K_1 - i\bar{\varepsilon} \right)}.$$

Найти решения системы уравнений (16) и уравнения (17) можно только численными методами.

#### 4. Дисперсия характеристик упругих волн в слоистой структуре "пьезоэлектрический слой/изотропная подложка" при воздействии постоянного электрического поля

На основе уравнений (11)–(16) в выбранных в качестве модельных слоистых пьезоэлектрических структурах был выполнен расчет параметров мод волн Рэлея и Лява: фазовой скорости, КЭМС и коэффициентов управляемости фазовых скоростей (в предположении о линейности зависимостей фазовых скоростей от величины электрического поля):

$$\alpha_v = \frac{1}{v(0)} \left( \frac{\Delta v}{\Delta E} \right)_{\Delta E \rightarrow 0}. \quad (18)$$

Коэффициенты линейных и нелинейных электромеханических свойств для кристалла  $BGO$  были взяты из [29, 30] и для кристалла  $LGS$  из [31, 32].

На рис. 6 представлены дисперсионные зависимости фазовых скоростей, КЭМС и коэффициентов  $\alpha_v$  волн Рэлея и Лява в направлении  $[100]$  "(001)  $BGO$ /плавленый кварц" в зависимости от величины  $h \times f$ . В данном случае распространяются пьезоактивная волна Лява и непьезоактивная волна Рэлея. Ясно, что интервал изменения фазовых скоростей волн Лява лежит между значениями фазовых скоростей сдвиговых волн плавленого кварца и  $BGO$ . Скорость волны Рэлея с увеличением  $h \times f$  стремится к скорости ПАВ Рэлея (1625,9 м/с). Максимальное значение  $K^2 = 2,9\%$  при  $h \times f = 1000$  м/с имеет место для нулевой моды волны Лява. При приложении электрического поля вдоль  $E \parallel [010]$ , т.е. ортогонально сагитальной плоскости, моды упругой волны остаются чистыми, и величина коэффициента  $\alpha_v$  волны Лява с увеличением  $h \times f$  стремится к значению  $\alpha_v = -3 \cdot 10^{-11}$  м/В для медленной сдвиговой волны, а величина коэффициента  $\alpha_v$  волны Рэлея с увеличением  $h \times f$  стремится к значению  $\alpha_v = -6,9 \cdot 10^{-12}$  м/В для быстрой сдвиговой волны. При действии электрического поля вдоль  $E \parallel [100]$  либо  $E \parallel [001]$  моды упругих волн становятся обобщенными. Отметим, что если направление электрического поля совпадает с направлением распространения волны, наблюдается максимальное воздействие электрического поля

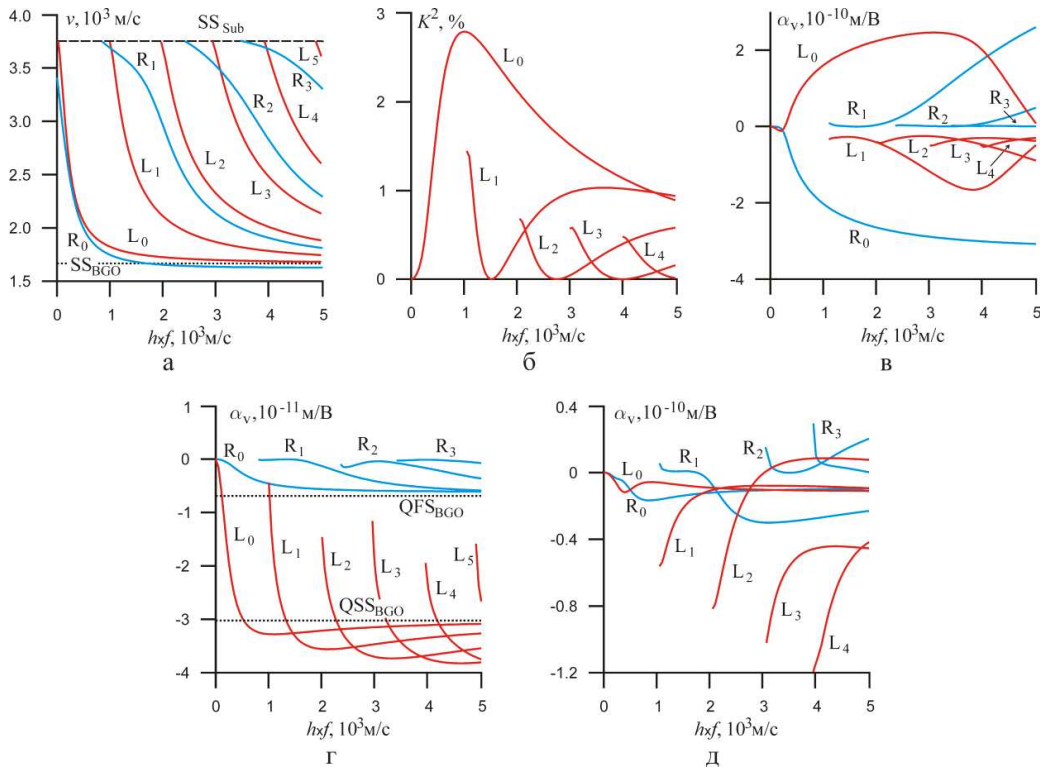


Рис. 6. Дисперсионные зависимости параметров волн Рэлея и Лява в направлении  $[100]$  плоскости  $(001)$  слоистой структуры "BGO/плавленый кварц" в зависимости от величины  $h \times f$  (м/с): а — фазовые скорости; б — КЭМС; в —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [100]$ ; г —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [010]$ ; д —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [001]$ .  $SS_{BGO}$ ,  $SS_{Sub}$  — медленная сдвиговая объемная волна в слое и подложке соответственно;  $QSS_{BGO}$ ,  $QFS_{BGO}$  — объемная медленная и быстрая квазипоперечные волны в слое;  $L_i$  — моды SH-типа,  $R_i$  — моды рэлеевского типа

на значения фазовых скоростей, особенно для мод  $R_0$  и  $L_0$ . Максимальное значение коэффициента  $\alpha_v = 2,5 \cdot 10^{-10}$  м/В при  $h \times f = 3050$  м/с достигается для нулевой моды волны Лява при  $E \parallel [100]$ .

На рис. 7 представлены дисперсионные зависимости фазовых скоростей, КЭМС и коэффициентов  $\alpha_v$  волн Рэлея и Лява в направлении  $[110]$  "(001) BGO/плавленый кварц" в зависимости от величины  $h \times f$ . В данном случае пьезоактивностью обладает волна Рэлея. Интервал изменения фазовых скоростей волн Лява лежит между значениями фазовых скоростей сдвиговых волн плавленого кварца и быстрой квазипоперечной объемной волны BGO. Максимальное значение  $K^2 = 1,8$  % при  $h \times f = 850$  м/с имеет место для нулевой моды волны Рэлея. При наиболее значимом варианте приложения  $E \parallel [001]$  между модами упругой волны практически отсутствует гибридизация [33]. Величина коэффициента  $\alpha_v$  волны Лява с увеличением  $h \times f$  стремится к значению  $\alpha_v = -5,6 \cdot 10^{-13}$  м/В для быстрой сдвиговой волны в слое BGO.

На рис. 8 представлены дисперсионные зависимости фазовых скоростей, КЭМС и коэффициентов  $\alpha_v$  волн Рэлея и Лява в направлении  $[110]$  "(110) BGO/плавленый кварц" в зависимости от величины  $h \times f$ . В данном случае могут распространяться чистые моды: пьезоактивная волна Лява и непьезоактивная волна Рэлея.

В направлении  $[100]$  Z-среза слоистой структуры "LGS/плавленый кварц" существуют

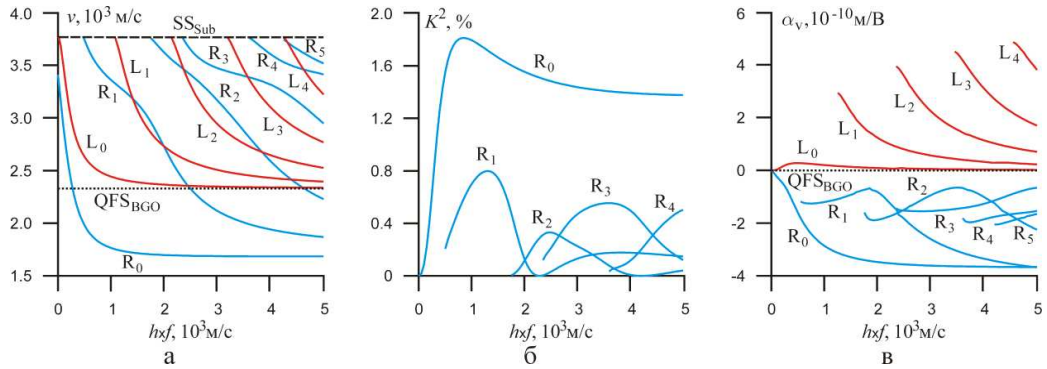


Рис. 7. Дисперсионные зависимости параметров волн Рэлея и Лява в направлении  $[110]$  плоскости  $(001)$  слоистой структуры  $BGO$ /плавленый кварц от величины  $h \times f$  (м/с): а — фазовые скорости; б — КЭМС; в —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [001]$

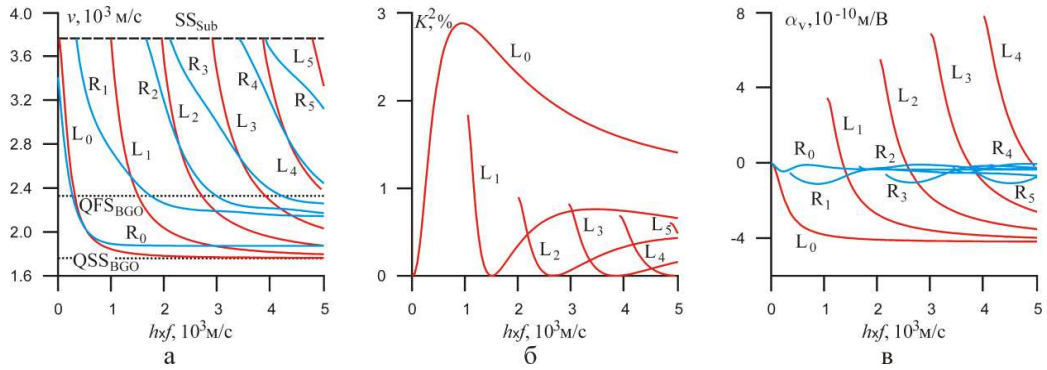


Рис. 8. Дисперсионные зависимости параметров волн Рэлея и Лява в направлении  $[110]$  плоскости  $(110)$  слоистой структуры "BGO/плавленый кварц" от величины  $h \times f$  (м/с): а — фазовые скорости; б — КЭМС; в —  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_2$

только обобщенные волны Рэлея и Лява, обладающие незначительной пьезоактивностью, о чем свидетельствуют малые значения КЭМС (рис. 9б).

Уникальной особенностью является эффект гибридизации между нулевой и первой модами  $SH$ -волны (обобщенной волны Лява). Гибридизация акустических волн возникает вследствие связи колебаний частиц и, соответственно, энергетического обмена между модами. Количественной характеристикой этого эффекта является коэффициент гибридизации [33–35]:

$$M = \frac{W^{12} + W^{21}}{W^1 + W^2}, \quad (19)$$

где  $W_{12} + W_{21}$  — полная взаимная энергия двух связанных мод (усредненная по времени);  $W^1, W^2$  — полная энергия каждой из акустических волн.

При любом варианте приложения электрическое поле уменьшает эффект гибридизации, приводя к „расталкиванию“ значений фазовых скоростей в данной области и уменьшению значений коэффициента гибридизации  $M$ .

Максимальные значения при  $E \parallel X_2$   $\alpha_v = -1,8 \cdot 10^{-12}$  м/В и  $\alpha_v = 2,6 \cdot 10^{-12}$  м/В имеют место при  $h \times f = 3250$  м/с в центре области гибридизации для нулевой и первой мод  $SH$ -волны соответственно. Возрастание значения коэффициента  $\alpha_v$  второй моды упругой вол-

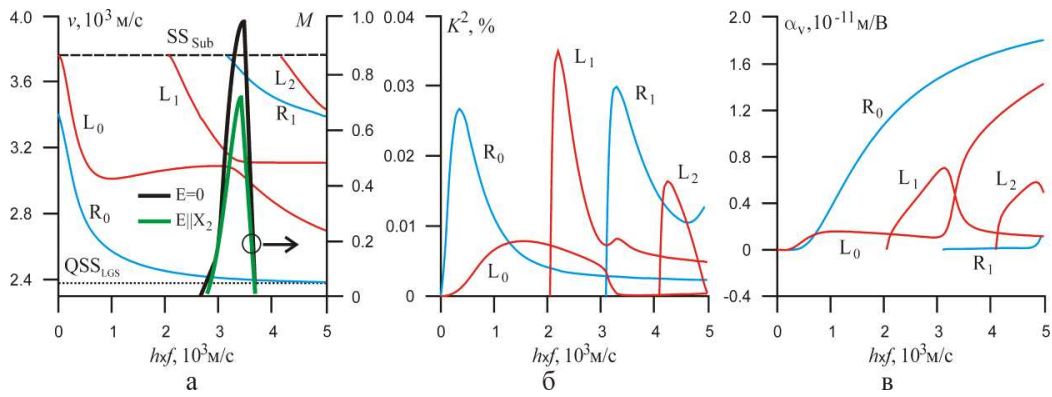


Рис. 9. Дисперсионные зависимости параметров волн Рэлея и Лява в направлении [100] плоскости (001) слоистой структуры "LGS/плавленый кварц" от величины  $h \times f$  (м/с): а — фазовые скорости; б — КЭМС; в —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [001]$

ны при увеличении  $h \times f$  также обусловлено аналогичным эффектом гибридизации, но уже между модами  $L_1$  и  $L_2$ . В направлении [010] Z-среза слоистой структуры "LGS/плавленый

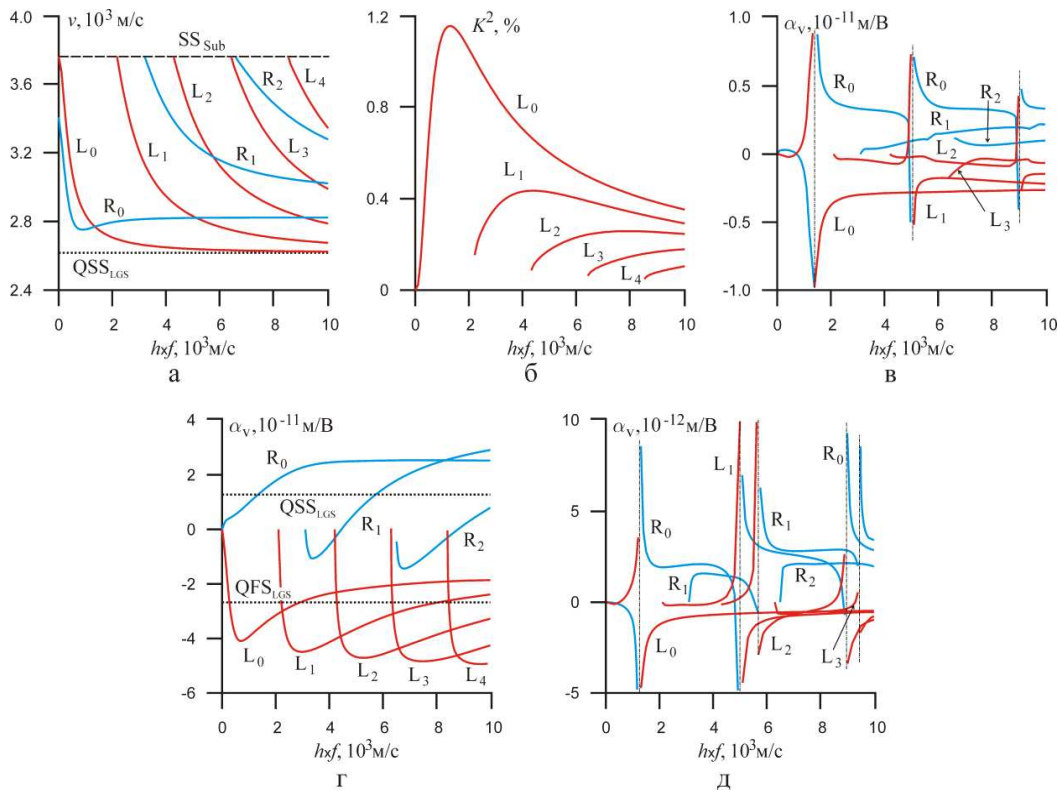


Рис. 10. Дисперсионные характеристики для волн Рэлея и Лява в слоистой структуре "LGS/плавленый кварц" в направлении [010] плоскости (001): а — фазовые скорости; б — КЭМС; в —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [010]$ ; г —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [100]$ ; д —  $\alpha_v$  при  $E \parallel [001]$

кварц" существуют чистые моды упругой волны Рэлея и Лява, причем пьезоэлектрической

активностью обладает только волна Лява (рис.10б). В данной структуре скорость объемных волн в подложке выше, чем в системе "BGO/плавленый кварц", поэтому высшие моды упругой волны появляются через большие значения  $h \times f$ . Интервал изменения фазовых скоростей волн Лява лежит между значениями фазовых скоростей сдвиговых волн плавленого кварца и медленной сдвиговой объемной волны  $LGS$ . Максимальное значение  $K^2 = 1,1\%$  при  $h \times f = 1300$  м/с наблюдается для нулевой моды волны Лява. При приложении  $E \parallel [001]$  и  $E \parallel [010]$  между модами наблюдается сильная гибридизация. При приложении  $E \parallel [100]$  гибридизация отсутствует, величины коэффициентов  $\alpha_v$  волны Рэля и Лява имеют максимальные значения. С увеличением  $h \times f$  максимальные значения  $\alpha_v$  возрастают и составляют на рассмотренном диапазоне  $-4,9 \cdot 10^{-11}$  м/В для моды  $L_4$  и  $2,9 \cdot 10^{-11}$  м/В для моды  $R_1$ .

### 5. Анизотропия характеристик упругих волн в слоистой структуре "пьезоэлектрический слой/изотропная подложка" при воздействии постоянного электрического поля

На рис.11 изображена анизотропия характеристик упругой волны в структуре (001) "LGS/плавленый кварц". Вертикальными штриховыми линиями отмечены точки гибри-

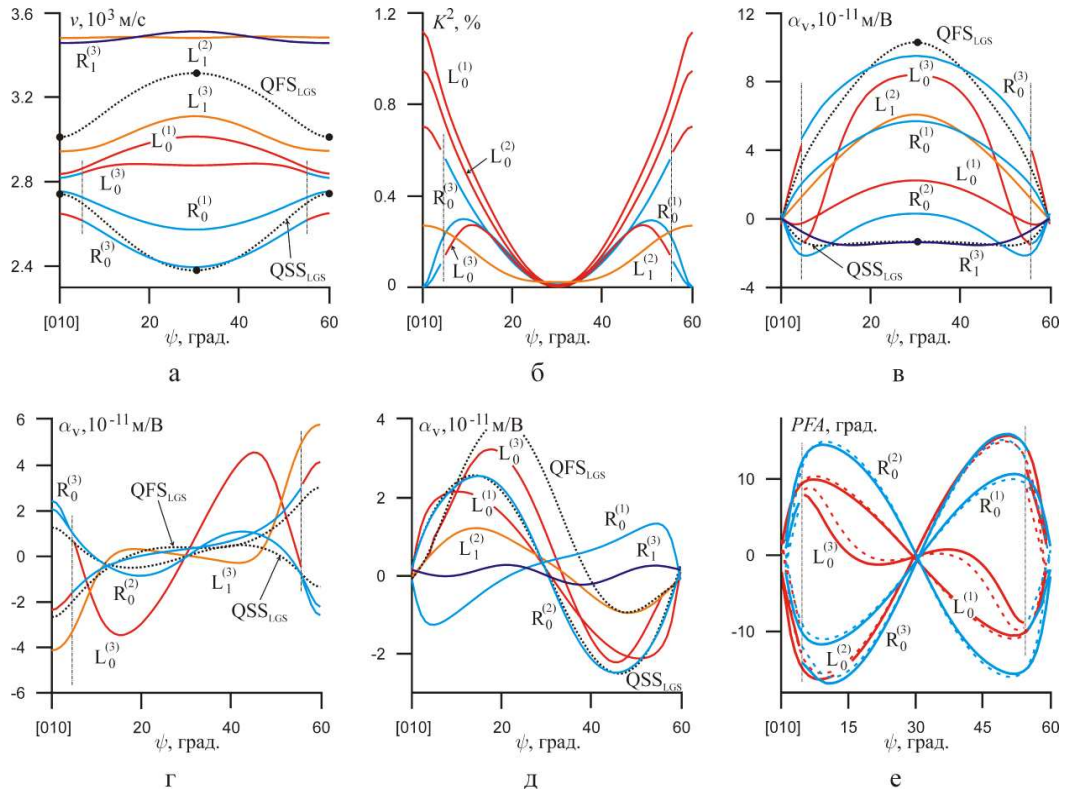


Рис. 11. Анизотропия параметров акустических волн в слоистой структуре (001)  $LGS$ /плавленый кварц при различных значениях  $h \times f$  (м/с): 1 – 1000; 2 – 2500; 3 – 4000: а – фазовые скорости; б – КЭМС; в –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_1$ ; г –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_2$ ; д –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_3$ ; е – угол отклонения потока энергии при  $E = 0$  (сплошные линии) и  $E \parallel X_1$  (пунктирные линии).  $QSS_{LGS}$  и  $QFS_{LGS}$  – медленная и быстрая квазипоперечные волны в слое. Точками обозначены экспериментальные данные из [14]

дизайни, которая происходит между  $R_0$  и  $L_0$  модами при  $h \times f = 4000$  м/с. Отсчет угла  $\psi$  производится от направления  $[010]$ , вдоль которого распространяются чистые моды волны Рэлея и Лява. В этом направлении имеет место максимум  $K^2 = 1,1\%$  при  $h \times f = 1000$  м/с для моды  $L_0$ . Максимальное значение коэффициентов управляемости для моды  $R_0$   $\alpha_v = 9,6 \cdot 10^{-11}$  м/В при  $h \times f = 4000$  м/с и для моды  $L_0$  составляет  $\alpha_v = 9,1 \cdot 10^{-11}$  м/В при  $h \times f = 2500$  м/с в случае приложения  $E \parallel X_1$ .

Угол отклонения потока энергии для мод волны Лява максимален при значении  $h \times f = 2500$  м/с и равен  $16,4^\circ$ , для мод волны Рэлея максимален при значении  $h \times f = 4000$  м/с и равен  $-16,8^\circ$ . Приложение электрического поля вдоль  $X_3$ , т.е. вдоль оси симметрии 3-го порядка, понижает симметрию кристалла до тригонального класса 3 и увеличивает значения  $PFA$  незначительно (на  $0,2^\circ$ ), но приложение поля вдоль  $E \parallel X_1$  может увеличить значение угла отклонения потока энергии на  $2^\circ$ .

На рис.12 изображена анизотропия характеристик упругой волны в структуре "(010)LGS/плавленый кварц". В направлении  $[100]$  наблюдается максимальное значение  $K^2 = 0,54\%$  для  $h \times f = 1000$  м/с для нулевой моды волны Рэлея.

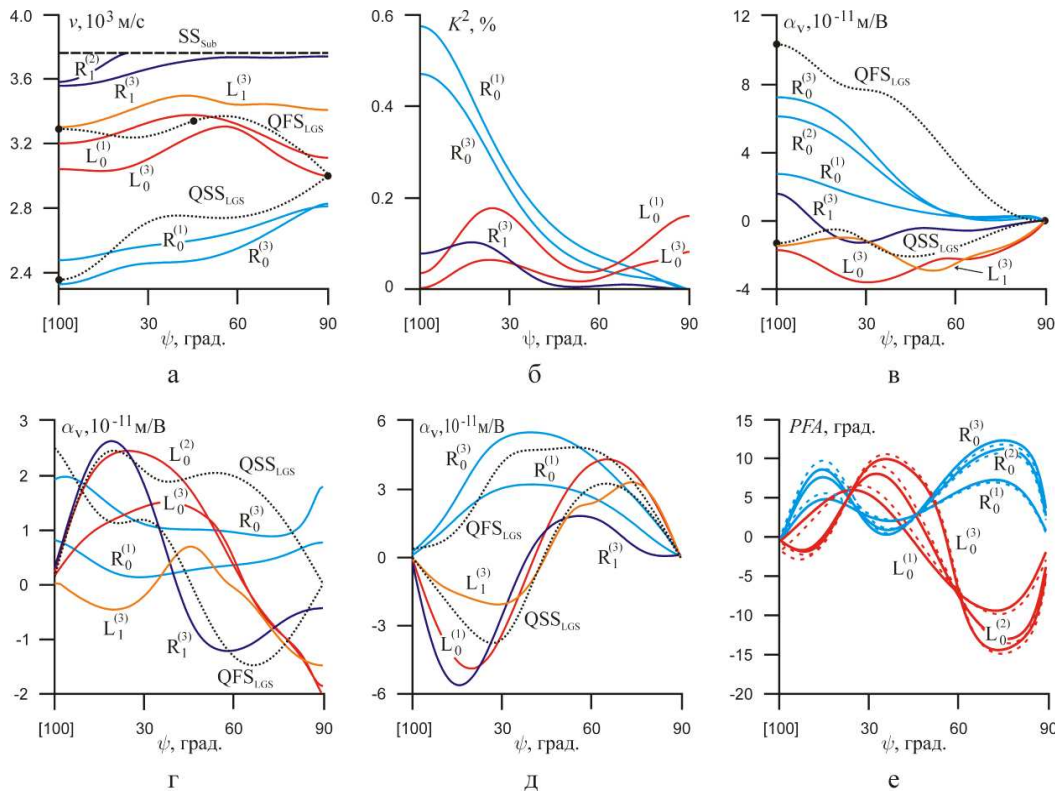


Рис. 12. Анизотропия параметров акустических волн в слоистой структуре (010) "LGS/плавленый кварц" для различных значений  $h \times f$  (м/с): 1 – 1000; 2 – 2000; 3 – 3000: а – фазовые скорости; б – КЭМС; в –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_1$ ; г –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_2$ ; д –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_3$ ; е – угол отклонения потока энергии при  $E = 0$  (сплошные линии) и  $E \parallel X_3$  (пунктирные линии).  $QSS_{LGS}$  и  $QFS_{LGS}$  – объемная медленная и быстрая квазипоперечные волны в слое. Точками обозначены экспериментальные данные из [14].

В отличие от предыдущего среза в данной структуре отсутствует гибридизация между модами акустической волны. Отмечается, что появляющаяся при  $h \times f = 2000$  м/с мода  $R_1$



существует в узком интервале углов и при угле  $\psi = 23^\circ$  с направлением вдоль оси  $Y$  вырождается в объемную медленную сдвиговую волну подложки. Но уже при  $h \times f = 3000$  м/с мода  $R_1$  существует во всем интервале углов плоскости  $Y$ -среза. Наибольшие значения коэффициентов управляемости для моды  $R_0$  отмечены в случае приложения  $E \parallel X_1$  и составляют  $\alpha_v = 7,3 \cdot 10^{-11}$  м/В при  $h \times f = 3000$  м/с. Для моды  $L_0$  максимальное значение  $\alpha_v = -5,4 \cdot 10^{-11}$  м/В при  $h \times f = 2000$  м/с отмечается при  $E \parallel X_3$ . Угол отклонения потока энергии максимален при значении  $h \times f = 3000$  м/с и для моды  $L_0$  равен  $-14,4^\circ$ , для моды  $R_0$  равен  $12,3^\circ$ .

На рис. 13 приведена анизотропия характеристик упругой волны в структуре "(100)LGS/плавленый кварц". В направлении  $\psi = 42^\circ$  наблюдается максимальное значение  $K^2 = 0,52\%$  при  $h \times f = 1000$  м/с для нулевой моды волны Лява (рис. 13б).

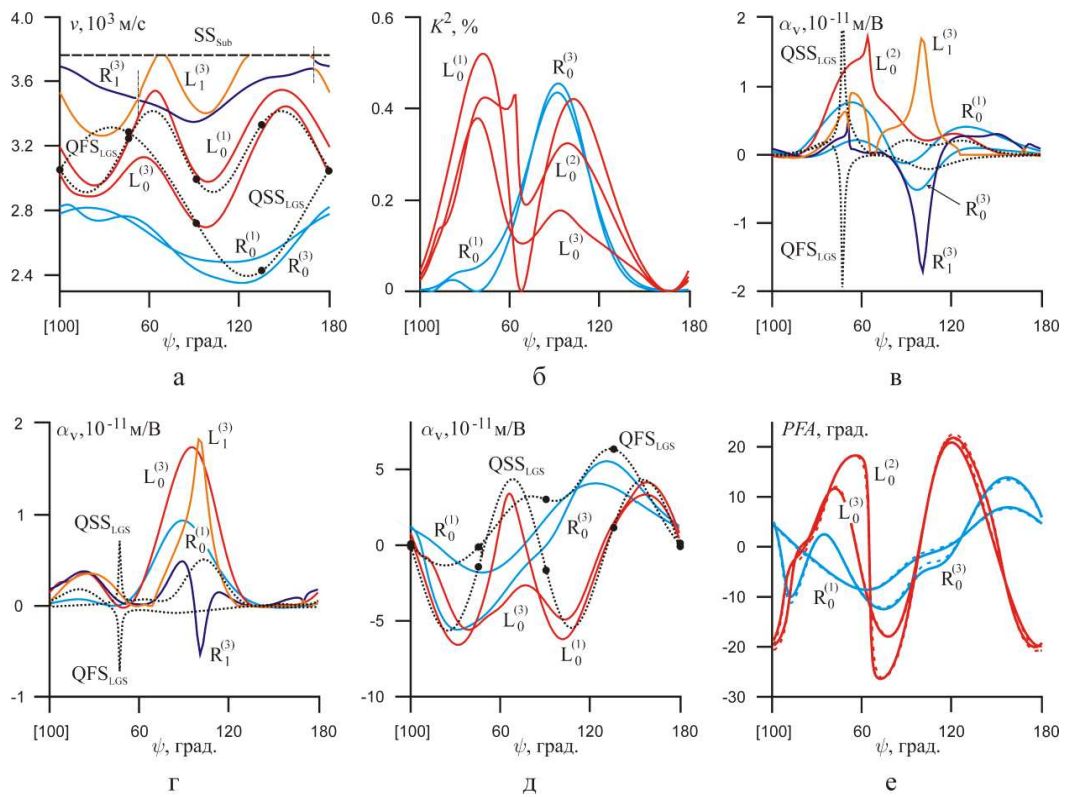


Рис. 13. Анизотропия параметров акустических волн в слоистой структуре (100) "LGS/плавленый кварц" для различных значений  $h \times f$  (м/с): 1 – 1000; 2 – 2000; 3 – 3000: а – фазовые скорости; б – КЭМС; в –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_1$ ; г –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_2$ ; д –  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_3$ ; е – угол отклонения потока энергии при  $E = 0$  (сплошные линии) и  $E \parallel X_1$  (пунктирные линии).  $QSS_{LGS}$  и  $QFS_{LGS}$  – объемная медленная и быстрая квазипоперечные волны в слое. Точками обозначены экспериментальные данные из [14].

В данном срезе присутствует гибридизация между первыми модами акустической волны  $L_1$  и  $R_1$  в точках максимального сближения значений их фазовых скоростей при  $\psi = 52^\circ$  и  $\psi = 170^\circ$  (область гибридизации показана вертикальными пунктирными линиями на рис. 13а).

Отмечается, что при  $h \times f = 3000$  м/с мода  $R_1$  существует во всем интервале углов плоскости  $X$ -среза. Мода  $L_1$  существует не во всем интервале углов и вырождается в областях

$\psi=66...69^\circ$  и  $\psi=126...166^\circ$  в объемную медленную сдвиговую волну подложки.

При  $\psi=47^\circ$  приложение внешнего электрического поля  $E \parallel X_1$  или  $E \parallel X_2$  вызывает расщепление акустической оси для ОАВ (рис. 13в,г). В областях гибридизации приложение поля вызывает незначительные изменения величин коэффициентов управляемости, при этом максимальные значения  $\alpha_v$  для первых мод при  $h \times f=3000$  м/с наблюдаются в области  $\psi=100^\circ$  (область равенства значений фазовых скоростей в невозмущенном случае  $v=3389,7$  м/с).

Наибольшие значения коэффициентов управляемости отмечены в случае приложения  $E \parallel X_3$  при  $h \times f=2000$  м/с и составляют  $\alpha_v = -5,95 \cdot 10^{-11}$  м/В для моды  $R_0$  и  $\alpha_v = -6,7 \cdot 10^{-11}$  м/В для моды  $L_0$ . Данный срез характеризуется сильной анизотропией фазовых скоростей, поэтому можно ожидать, что в нем будут существовать направления с большими значениями  $PFA$ . Так, угол отклонения потока энергии для моды  $L_0$  максимален при значении  $h \times f = 2000$  м/с и равен  $-26,4^\circ$ , для моды  $R_0$  максимален при значении  $h \times f = 3000$  м/с и равен  $13,9^\circ$  (рис. 13е).

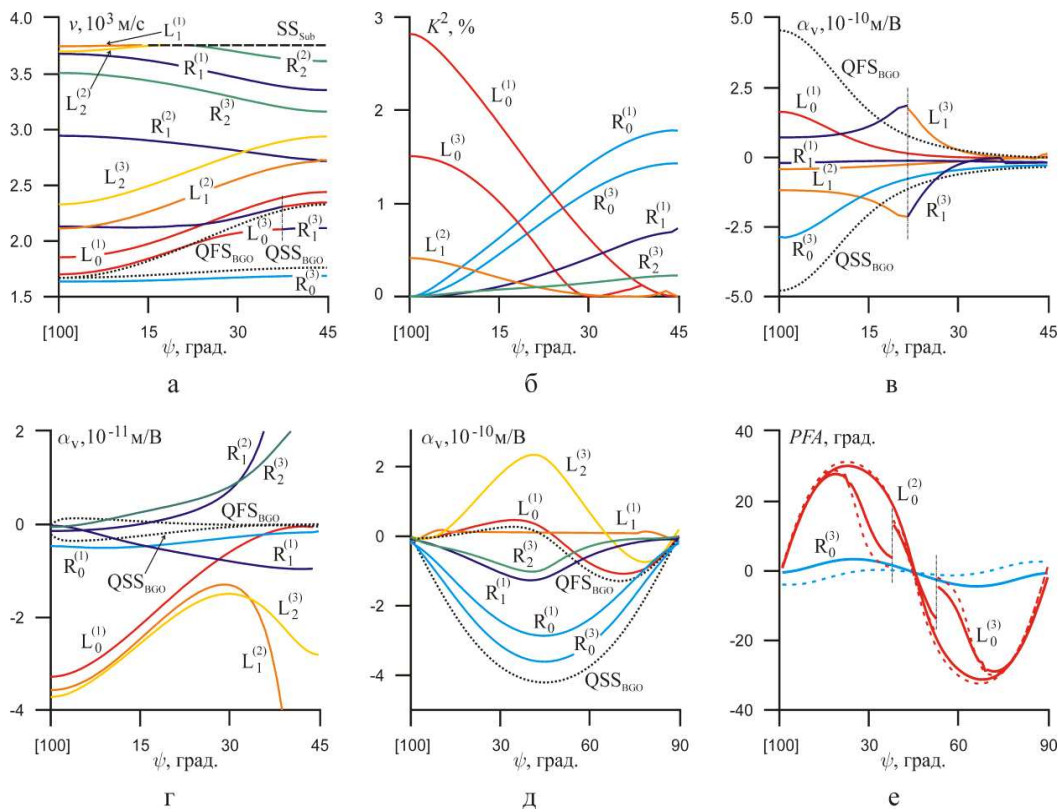


Рис. 14. Анизотропия параметров акустических волн в слоистой структуре "(001) BGO/плавленый кварц" для различных значений  $h \times f$  (м/с): 1 — 1000; 2 — 2000; 3 — 3000: а — фазовые скорости; б — КЭМС; в —  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_1$ ; г —  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_2$ ; д —  $\alpha_v$  при  $E \parallel X_3$ ; е — угол отклонения потока энергии при  $E = 0$  (сплошные линии) и  $E \parallel X_3$  (пунктирные линии).  $QSS_{BGO}$  и  $QFS_{BGO}$  — объемная медленная и быстрая квазипоперечные волны в слое

На рис.14 изображена анизотропия характеристик упругой волны в структуре "(001) BGO/плавленый кварц". В диапазоне изменения параметра  $h \times f = 1000...3000$  м/с возникают не только нулевые, но и моды высших порядков. Моды  $L_1$  и  $L_2$  существуют не во

всем интервале углов и при увеличении  $\psi$  вырождаются в объемную медленную сдвиговую волну подложки.

Вертикальными штриховыми линиями отмечена точка гибридизации, которая происходит между  $R_1$  и  $L_0$  модами при  $h \times f = 3000$  м/с. Отсчет угла  $\psi$  производится от направления [001]. В этом направлении имеет место максимум  $K^2 = 2,8$  % при  $h \times f = 1000$  м/с для моды  $L_0$ . В направлении [010] наблюдается максимум  $K^2 = 1,8$  % при  $h \times f = 1000$  м/с для моды  $R_0$ . Отметим, что величина КЭМС для этой структуры превышает значение КЭМС для рассмотренных структур "LGS/плавленый кварц" более чем в 2 раза. Максимальное значение коэффициентов управляемости для моды  $R_0$   $\alpha_v = -3,6 \cdot 10^{-10}$  м/В при  $h \times f = 3000$  м/с, и для моды  $L_2$  составляет  $\alpha_v = 2,3 \cdot 10^{-10}$  м/В при  $h \times f = 3000$  м/с в случае приложения  $E \parallel X_3$ . Для всех случаев приложения электрического поля отмечается гибридизация между различными модами упругой волны, что приводит к экспоненциальному росту значений коэффициентов управляемости в областях гибридизации (рис. 14в,г).

Угол отклонения потока энергии для мод волны Лява максимален при значении  $h \times f = 2000$  м/с и равен  $-31,2^\circ$ , для мод волны Рэлея угол максимален при значении  $h \times f = 3000$  м/с и равен  $-4,4^\circ$ . Приложение электрического поля вдоль  $X_3$  увеличивает значения PFA на  $1,2^\circ$ . Следует заметить, что величина PFA имеет большие значения, чем в структурах "LGS/плавленый кварц".

В таблице приведены наиболее перспективные и интересные направления рассмотренных срезов в слоистых структурах "LGS/плавленый кварц" и "BGO/плавленый кварц".

**Таблица.** Параметры распространения акустических волн в слоистых структурах

Структура	Угол $\psi$ , град	Мода	Фазовая скорость, м/с	$h \times f$ , м/с	$K^2$ , %	PFA, град	$\alpha_v$ , $10^{-11}$ м/В		
							$E \parallel X_1$	$E \parallel X_2$	$E \parallel X_3$
[010](001) LGS/ пл.кварц	0	$L_0$	2834,05	1000	1,1	0	0,1	-3,9	0,1
(010) LGS/ пл.кварц	0	$R_0$	2476,04	1000	0,5	0	2,8	0,8	0,1
(010) LGS/ пл.кварц	0	$R_0$	2350,62	3000	0,4	0	7,3	1,9	0,2
(100) LGS/ пл.кварц	92	$R_0$	2427,64	3000	0,5	-7,8	-0,4	1,4	0,1
(001) BGO/ пл.кварц	0	$L_0$	1852,89	1000	2,8	0	16,5	-3,3	-0,6
(001) BGO/ пл.кварц	45	$R_0$	1760,69	1000	1,8	-0,4	-1,9	-0,1	-28,7

## Заключение

Используя полученные теоретические и численные результаты, детально проанализирован дисперсионный характер акустических мод в слоистых пьезоэлектрических кристалличе-

ских средах. Выполнен численный расчет и идентификация чистых и обобщенных акустических мод. Получены дисперсионные зависимости фазовых скоростей, угла отклонения потока энергии, КЭМС как функций произведения  $h \times f$ . Исследована анизотропия ПАВ параметров.

Анализ полученных результатов показал, что величина  $PFA$  существенно зависит от типа волны, материалов структуры, их ориентации и толщины. Отмечено, что для всех исследованных структур наибольшей величиной  $PFA$  обладают волны Лява. Установлено, что  $PFA$  может достигать значительных величин, при этом значения  $PFA$  для структуры "BGO/плавленый кварц" существенно выше, чем для структур "AlN/алмаз" и "LGS/плавленый кварц". Кроме того, обнаружены направления распространения упругих волн, при которых КЭМС не равен нулю, а  $PFA=0$ . Следовательно, величина  $PFA$  определяется как пьезоактивностью материала, так и степенью анизотропии его механических и электрических характеристик [36, 37].

Показано, что структура "BGO/плавленый кварц" обладает большим значением КЭМС, чем структура "LGS/плавленый кварц", но кристалл LGS обладает важным практическим значением из-за комбинации свойств, включая термостабильность.

Впервые исследовано влияние внешнего однородного электрического поля на характеристики волн в пьезоэлектрических структурах "BGO/плавленый кварц" и "LGS/плавленый кварц". Показано, что при различных вариантах приложения электрического поля в одном и том же направлении распространения может возникать взаимодействие мод упругих волн. Сделаны оценки гибридизации акустических мод с помощью анализа соответствующих дисперсионных зависимостей в области их расщепления. Подобное исследование представляет интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и для различных практических приложений. В частности, для эффективного возбуждения акустических волн в пьезоэлектрических структурах следует избегать тех направлений и условий распространения упругих волн, при которых наблюдается явление гибридизации. Отмечены наиболее перспективные срезы и направления распространения акустической волны для создания АЭ устройств, сочетающие существенное значение КЭМС, малую величину  $PFA$  и значимые величины  $\alpha_v$ . Например, это мода  $R_0$  в структуре (001)BGO/плавленый кварц при  $h \times f=1000$  м/с и  $\psi = 45^\circ$  или мода  $L_0$  в структуре [010](001)LGS/плавленый кварц при  $h \times f=1000$  м/с и  $\psi = 0^\circ$ .

Полученные результаты представляют интерес с точки зрения обоснования геометрии рабочих элементов АЭ устройств, а также для разработки АЭ устройств на основе синтетических монокристаллов алмаза.

## Список литературы

- [1] D.P.Morgan, A history of surface acoustic wave devices, *Int. J. of High Speed Electronics and Systems*, **10**(2000) №3, 553–602.
- [2] B.Drafts, Acoustic wave technology sensors, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, **49** (2001) №4, 795–802.
- [3] M.Kadota, T.Yoneda, K.Fujimoto, T.Nakao, E.Takata, Very small-sized resonator  $IF$  filter using shear horizontal wave on quartz substrate, Proc. of 2001 IEEE Ultrasonics Symp., (Atlanta, USA), 2001, 65–68.
- [4] G.Sehra, M.Cole, J.W.Gardner, Miniature taste sensing system based on dual  $SH$ -SAW sensor device: an electronic tongue, *Sensors and Actuators B: Chemical*, **103**(2004), №1-2, 233-239.

- [5] N.M.Ushakov, K.V.Zapsis, I.D.Kosobudskii, Conductivity and dielectric properties of iron containing nanocomposites, *Tech. Phys. Lett.*, **29**(2003), 936–937.
- [6] I.E.Kuznetsova, B.D.Zaitsev, A.S.Kuznetsova, Acoustic waves in structure "piezoelectric plate-polymeric nanocomposite film", *Ultrasonics*, **48**(2008), 587–590.
- [7] T.Uemura, S.Fujii, H.Kitabayasi, et al., Low loss diamond SAW devices by small grain size poly-crystalline diamond, *Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, (Munich, Germany), 2002, 431–434.
- [8] F.Bénédict, M.B.Assouar, P.Kirsch, et al., Very high frequency SAW devices based on nanocrystalline diamond and aluminum nitride layered structure achieved using e-beam lithography, *Diamond and Related Materials*, **17**(2008), 804–808.
- [9] S.Fujii, S.Shikata, T.Uemura, et al., Effect of crystalline quality of diamond film to the propagation loss of surface acoustic wave devices, *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Control*, **52**(2005), №10, 1817–1822.
- [10] F.Bénédict, M.B.Assouar, F.Mohasse, et al., Surface acoustic wave devices based on nanocrystalline diamond and aluminium nitride, *Diamond and Related Materials*, **13**(2004), 347–353.
- [11] H.Nakahata, K.Higaki, S.Fujii, et al., SAW devices on diamond, *Proc. IEEE Ultrasonics Symp.* (Seattle, USA), **1**(1995), 361–370.
- [12] K.Higaki, H.Nakahata, H.Kitabayashi, et al., High power durability of diamond surface acoustic wave filter, *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Control*, **44**(1997), №6, 1395–1400.
- [13] Y.Wang, K.Hashimoto, T.Omori, M.Yamaguchi, Change in piezoelectric boundary acoustic wave characteristics with overlay and metal grating materials, *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Control*, **57**(2010), №1, 16–22.
- [14] К.С.Александров, Б.П.Сорокин, С.И.Бурков, Эффективные пьезоэлектрические кристаллы для акустоэлектроники, пьезотехники и сенсоров, т. 2. Новосибирск, Изд-во СО РАН, 2008, 429 с.
- [15] K.S.Aleksandrov, B.P.Sorokin, P.P.Turchin, et al, Effects of static electric field and of mechanic pressure on surface acoustic waves propagation in  $La_3Ga_5SiO_{14}$  piezoelectric single crystals, *Proc. of 1995 IEEE Ultrason. Symp* (Seattle, USA), **1** (1995), 409-412.
- [16] B.P.Sorokin, P.P.Turchin, S.I.Burkov, Influence of static electric field, mechanic pressure and temperature on the propagation of acoustic waves in  $La_3Ga_5SiO_{14}$  piezoelectric single crystals, *Proc. of 1996 IEEE Int. Freq. Contr. Symp* (Honolulu, USA), 1996, 161–169.
- [17] Ю.В.Гуляев, В.П.Плесский, Распространение поверхностных акустических волн в периодических структурах, *Успехи физ. наук*, **157** (1989), №1, 85–127.
- [18] К.С.Александров, Б.П.Сорокин, С.И.Бурков, Эффективные пьезоэлектрические кристаллы для акустоэлектроники, пьезотехники и сенсоров, т. 1. Новосибирск, Изд-во СО РАН, 2007, 501 с.
- [19] C.Lardat, C.Maerfeld, P.Tournois, Theory and performance of acoustical dispersive surface wave delay lines, *Proc. IEEE*, **59**(1971), 355–368.
- [20] Л.А.Иванов, Отыскание поверхностной акустической волны в многослойной системе из пьезоэлектриков, *Кристаллография*, **36**(1991), №4, 834–841.

- [21] J.Liu, Y.Wang, B.Wang, Propagation of shear horizontal surface waves in a layered piezoelectric half-space with an imperfect interface, *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Control*, **57** (2010), №8, 1875-1879.
- [22] J.Liu, S.He, Properties of Love waves in layered piezoelectric structures, *Int. J. of Solids and Structures*, **47**(2010), 169–174.
- [23] H.J.McScimin, P.Andreatch, P.Glynn, The elastic stiffness moduli of diamond, *J. Appl. Phys.*, **43**(1972), 985–987.
- [24] A.V.Sotnikov, H.Schmidt, M.Weihnacht, et al., Elastic and piezoelectric properties of *AlN* and *LiAlO<sub>2</sub>* single crystals, *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Control*, **57**(2010), 808–811.
- [25] S.Wu, R.Ro, Z.-X.Lin, M.-S.Lee, Rayleigh surface acoustic wave modes of interdigital transducer/(100)*AlN*/(111)diamond, *J. Appl. Phys.*, **104**(2008), 064919.
- [26] S.Wu, R.Ro, Z.-X.Lin, M.-S.Lee, High velocity shear horizontal surface acoustic wave modes of interdigital transducer/(100)*AlN*/(111)diamond, *Appl. Phys. Lett.*, **94**(2009), 092903.
- [27] I.E.Kuznetsova, B.D.Zaitsev, A.A.Teplykh, S.G.Joshi, A.S.Kuznetsova, The power flow angle of acoustic waves in thin piezoelectric plates, *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Control*, **55**(2008), №9, 1984–1991.
- [28] Э.Дьелесан, Д.Руайе, Упругие волны в твердых телах. Применения для обработки сигналов, М., Наука, 1982, 424 с.
- [29] J.Zelenka, Electromechanical properties of bismuth germanium oxide (*Bi<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub>*), *Cz. J. Phys.*, **B28** (1978), №2, 165–169.
- [30] К.С.Александров, В.С.Бондаренко, М.П.Зайцева и др., Комплексные исследования нелинейных электромеханических свойств кристаллов со структурой силленита, *ФТТ*, **26**(1984), №12, 3603–3610.
- [31] К.С.Александров, Б.П.Сорокин, П.П.Турчин, С.И.Бурков, Нелинейные электромеханические свойства и распространение акустических волн под действием внешних статических полей в пьезоэлектрике *La<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>SiO<sub>14</sub>*, *Изв.РАН. Сер. физ.*, **60**(1996), №10, 103–105.
- [32] Б.П.Сорокин, П.П.Турчин, Д.А.Глушков, Упругая нелинейность и особенности распространения объемных акустических волн в условиях действия однородных механических напряжений в монокристалле *La<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>SiO<sub>14</sub>*, *ФТТ*, **36**(1994), №10, 2907–2916.
- [33] I.E.Kuznetsova, B.D.Zaitsev, A.A.Teplykh, I.A.Borodina, Hybridization of acoustic waves in piezoelectric plates, *Acoustical Physics*, **53**(2007), №1, 64–69.
- [34] S.I.Burkov, O.P.Zolotova, B.P.Sorokin, K.S.Aleksandrov, Effect of external electrical field on characteristics of a Lamb wave in a piezoelectric plate, *Acoustical Physics*, **56**(2010), №5, 644–650.
- [35] S.I.Burkov, O.P.Zolotova, B.P.Sorokin, Influence of the external electric field on propagation of lamb waves in piezoelectric plates, *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Control*, **58** (2011) №1, 239-243.
- [36] И.Е.Кузнецова, Б.Д.Зайцев, А.А.Теплых, С.Г.Джоши, Влияние электрических граничных условий на угол между фазовой скоростью и скоростью переноса энергии *SH<sub>0</sub>* волн в тонких пьезоэлектрических пластинах, *Письма в ЖТФ*, **32**(2006), вып. 23, 73–79.

- [37] B.D.Zaitsev, I.E.Kuznetsova, A.A.Teplykh, S.G.Joshi, Theoretical and experimental investigation of the influence of electrical shorting of the surface on  $PFA$  of  $SH_0$  waves in thin piezoelectric plates, *Proc. of IEEE Ultrason. Symp* (Vancouver, BC, Canada), 2006, 189.

## Elastic Waves in Piezoelectric Layeres Structures

**Olga P. Zolotova**  
**Sergey I. Burkov**  
**Boris P. Sorokin**  
**Arsenii V. Telichko**

---

*Relations used for calculation of the layered piezoelectric structures parameters, including the influence of the uniform dc electric field have been obtained. Computer simulations of acoustic wave propagation in the AlN/diamond, BGO/fused quartz, LGS/fused quartz layered structures have been fulfilled for the main crystalline cuts. Dispersion dependences of the phase velocities, electromechanical coupling coefficients, the power flow angles as a function of the  $h \times f$  product and the anisotropy of the wave propagation parameters have been presented. Identification of acoustic modes has been completed. Estimations of the acoustic modes hybridization have been obtained. Crystalline cuts and directions with optimal combination of acoustic properties such as high phase velocity and EMCC, the minimal PFA etc. have been specified.*

*Keywords: Love wave, Rayleigh wave, Sezawa wave, langasite.*