

УДК 534.113

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СВОЙСТВ ЩЕЛЕВЫХ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

© 2004 г. М. Ю. Двоешерстов, В. И. Чередник, С. Г. Петров, А. П. Чириманов

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
603950 Нижний Новгород, Россия*

*E-mail: dvoesh@rf.unn.ru*

Поступила в редакцию 17.03.2003 г.

В работе теоретически исследованы свойства щелевых электроакустических волн, распространяющихся в системе двух полубесконечных пьезосред, разделенных вакуумной щелью, в системе: тонкая пьезопластина–щель–полубесконечная пьезосреда, а также в системе двух тонких пьезопластин, разделенных вакуумной щелью. Рассмотрен процесс трансформации щелевых электроакустических волн в обобщенные поверхностные акустические волны, либо в акустические волны Лэмба.

Как известно [1–4], щелевые электроакустические волны (ЩЭАВ) могут распространяться в системе двух полубесконечных пьезокристаллических сред, разделенных тонким воздушным зазором. Энергия этих волн локализована у границ пьезополупространств и экспоненциально спадает в обе стороны от зазора вглубь обеих пьезосред. Механические смещения в обеих пьезосредах связаны между собой через воздушный зазор посредством электростатического поля, сопровождающего волну. Необходимо отметить, что ЩЭАВ может также распространяться в более сложных конфигурациях пьезосред. Например, в системе: тонкая пьезопластина–щель–пьезополупространство либо в системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью (толщина пьезопластины  $H \approx \lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны). Интерес к изучению данного типа волн обусловлен тем обстоятельством, что ЩЭАВ могут использоваться при разработке различного рода акустоэлектронных датчиков давления, температуры, анализаторов жидкости и газа [4, 5].

Впервые в работах [1–3] был проведен аналитический расчет свойств ЩЭАВ, распространяющихся в системе двух одинаковых пьезополупространств, разделенных зазором. При этом исследовались поперечные щелевые акустические волны со смещениями ( $u_2$ ) в плоскости границы раздела, поскольку рассматривались срезы пьезокристаллов, для которых выполнялись условия кристаллографической симметрии [6]. Из теории поверхностных акустических волн (ПАВ) известно, что если сагиттальная плоскость ( $X_1X_3$ ) перпендикулярна оси двукратного вращения кристалла вокруг какой-либо одной из кристаллографических осей  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  кристалла, то  $X_1$  является направлением распространения “чистой” акустической моды (мода Гуляева–Блюстейна), имею-

щей только одну чисто поперечную компоненту механического смещения ( $u_2$ ) и сопровождающий электрический потенциал ( $\phi$ ). Если сагиттальная плоскость представляет собой плоскость зеркальной симметрии кристалла, то ось  $X_1$  является направлением распространения “чистой” акустической моды, имеющей только две компоненты механического смещения ( $u_1$  и  $u_3$ ) и сопровождающий их электрический потенциал  $\phi$  (чистая мода Рэлея). Во всех остальных случаях ПАВ имеет все три компоненты механических смещений ( $u_1$ ,  $u_2$ ,  $u_3$ ) и электрический потенциал ( $\phi$ ). Те же условия кристаллографической симметрии можно отнести к ЩЭАВ.

В данной работе теоретически исследованы свойства ЩЭАВ общего типа, распространяющиеся в системе двух пьезокристаллов любой кристаллографической симметрии. При этом соответственно, в самом общем случае, ЩЭАВ будут иметь в обеих средах не одну поперечную ( $u_2$ ), а все три компоненты механических смещений ( $u_i$ ,  $i = 1-3$ ). В работе исследованы также свойства ЩЭАВ более сложного вида, распространяющиеся в системе двух различных полубесконечных пьезосред, разделенных воздушным зазором, а также в системе: тонкая пьезопластина–щель–полубесконечная пьезосреда либо в системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью. Теоретически рассчитаны основные параметры различных мод ЩЭАВ (фазовая скорость ( $V$ ), коэффициент электромеханической связи ( $K^2$ ), температурный коэффициент задержки (ТКЗ)).

Сначала рассмотрим систему, состоящую из двух полубесконечных пьезосред, между которыми имеется вакуумная щель, толщина ( $H$ ) которой меньше длины волны  $\lambda$  (см. рис. 1). Пусть плоскость  $X_3 = 0$  лежит посередине щели. Ось  $X_1$  – направление распространения ЩЭАВ с волно-

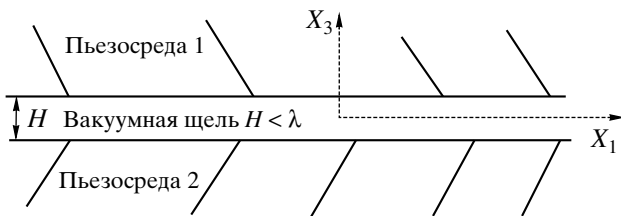


Рис. 1. Система двух полубесконечных пьезосред, разделенных щелью.

вым числом  $K = 2\pi/\lambda$ . Электрическая энергия ЩЭАВ локализована внутри щели, а максимумы механических смещений сосредоточены на границах пьезосред ( $X_3 = \pm H/2$ ) и экспоненциально убывают по обе стороны от щели вглубь обеих пьезосред. В случае, если обе пьезосреды одинаковы и имеют одну и ту же ориентацию, распределение электрического потенциала  $\varphi$  в щели может быть симметричным и антисимметричным, поэтому в данном случае в такой системе может распространяться симметричная и антисимметричная мода ЩЭАВ. В отличие от классической поверхностной акустической волны (ПАВ), распространяющейся по свободной поверхности кристалла, скорость ( $V$ ) ЩЭАВ зависит от длины волны ( $\lambda$ ). Такая пространственная дисперсия связана с появлением в данной структуре конечного размера (ширина щели  $H$ ) и аналогична дисперсии волн, возникающих в волноводах [3].

Общее решение для такой волны может быть получено из решения уравнений теории упругости и электростатики для обеих сред [6, 7]. Кроме этого, необходимо воспользоваться десятью граничными условиями. Механические и электрические граничные условия на границах пьезосред 1 и 2 ( $X_3 = \pm H/2$ ) со щелью будут следующими:

– равенство нулю нормальных компонент тензора механических напряжений  $T_{3i}$ :

$$\begin{aligned} T_{31}^1 = 0, \quad T_{32}^1 = 0, \quad T_{33}^1 = 0 \quad \text{при } X_3 = H/2 \\ T_{31}^2 = 0, \quad T_{32}^2 = 0, \quad T_{33}^2 = 0 \quad \text{при } X_3 = -H/2 \end{aligned} \quad (1)$$

– непрерывность электрического потенциала  $\varphi$  и нормальной компоненты индукции электрического поля  $D_3$ :

$$\begin{aligned} \varphi^B = \varphi^1, \quad D_3^1 = D_3^B \quad \text{при } X_3 = H/2 \\ \varphi^B = \varphi^2, \quad D_3^2 = D_3^B \quad \text{при } X_3 = -H/2 \end{aligned} \quad (2)$$

В общем виде смещения  $u_i$  и потенциал  $\varphi$  в каждой пьезосреде (1, 2) можно записать в виде суммы четырех парциальных волн ( $u_4 = \varphi$ ):

$$\begin{aligned} u_i^1 = A_m C_{im} \exp(jK\beta_m^1 X_3) \exp[jK(X_1 - Vt)] \\ u_i^2 = B_m D_{im} \exp(jK\beta_m^2 X_3) \exp[jK(X_1 - Vt)] \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $A_m, C_{im}, B_m, D_{im}$  – амплитудные множители,  $\beta_m^{1,2}$  – коэффициенты затухания вдоль оси  $X_3$ ,  $V$  – скорость волны, индексы  $i = 1-4$  (координаты и потенциал),  $m = 1-4$  (номер парциальной моды), по повторяющимся индексам  $m$  подразумевается суммирование.

Подставляя эти решения в систему уравнений теории упругости, получим уравнения Кристоффеля, из которых можно вычислить амплитуды парциальных волн  $C_{im}, D_{im}$  и коэффициенты  $\beta_m^{1,2}$ . Поскольку амплитуды смещений должны затухать вглубь обеих пьезосред, необходимо из найденных для первой и второй среды комплексных коэффициентов затухания  $\beta_m^{1,2}$  выбирать коэффициенты, удовлетворяющие физическому смыслу, т.е. условию локализации волны вблизи поверхности обеих кристаллов.

Электрический потенциал внутри вакуумного зазора  $\varphi^B$  определяется из решения уравнения Лапласа и может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned} \varphi^B = (\Phi_s \operatorname{ch}(KX_3) + \Phi_a \operatorname{sh}(KX_3)) \times \\ \times \exp(jK(X_1 - Vt)). \end{aligned} \quad (4)$$

Неизвестные коэффициенты  $\Phi_s, \Phi_a, A_m, B_m$  определяются из системы 10-ти комплексных однородных уравнений, которые получаются из граничных условий, описанных выше.

Количество неизвестных и количество уравнений можно уменьшить до 8, если предварительно выразить коэффициенты  $\Phi_s$  и  $\Phi_a$  через потенциалы обеих сред на их границах. Оба способа определения коэффициентов  $\Phi_s, \Phi_a, A_m, B_m$  полностью эквивалентны. Далее, используя известную методику Фарнелла–Джонса [6], можно определить фазовую скорость ( $V$ ) ЩЭАВ, решив при этом систему линейных однородных граничных уравнений, получающихся из (1, 2).

В качестве примера на рис. 2 показаны рассчитанные зависимости фазовой скорости  $V$  от нормированной толщины вакуумной щели  $H/\lambda$  для антисимметричной (кривая  $A$ ) и симметричной (кривая  $S$ ) моды ЩЭАВ, распространяющейся в системе двух одинаковых пьезокристаллов ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ )  $YX$ -среза (углы Эйлера  $\phi = 0^\circ, \theta = 90^\circ, \Psi = 0^\circ$  [8]). Из рис. 2 видно, что скорость мод ЩЭАВ имеет дисперсию, а при  $H/\lambda > 0.01$  моды ЩЭАВ трансформируются в обычную ПАВ ( $V_{\text{ПАВ}} = 3.7178$  км/с), распространяющуюся в данном направлении пьезокристалла.

В случае использования двух разных пьезокристаллов либо одинаковых пьезокристаллов, но с разными срезами сама структура волны становится несимметричной относительно центра щели. При этом существование чисто симметричной и антисимметричной моды ЩЭАВ уже невозмож-

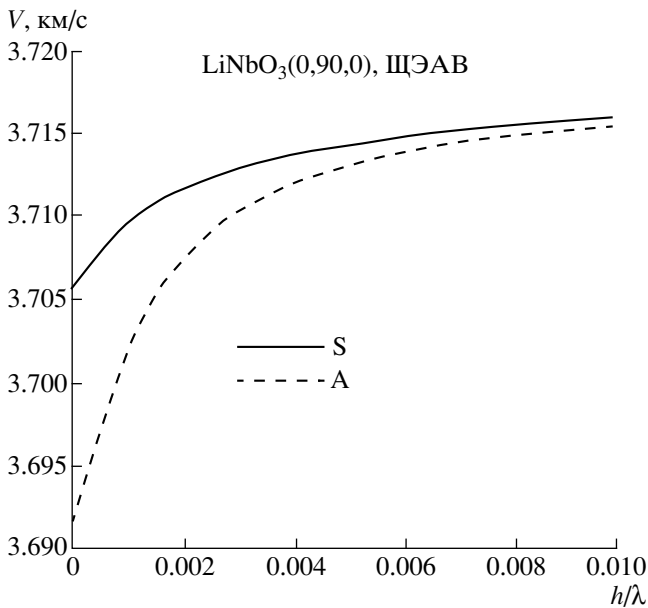


Рис. 2. Зависимость фазовой скорости  $V$  от  $H/\lambda$  для антисимметричной (кривая А) и симметричной (кривая S) моды ЩЭАВ, в системе двух одинаковых пьезосред  $\text{LiNbO}_3$  YX-среза.

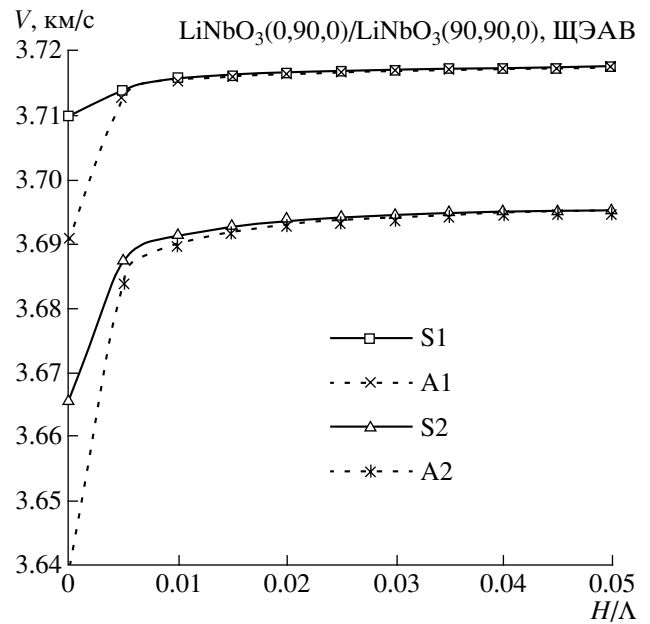


Рис. 3. Зависимость фазовой скорости мод ЩЭФВ в системе двух пьезосред:  $\text{LiNbO}_3$  YX-среза– $\text{LiNbO}_3$  XY-среза, разделенных щелью.

но. Тем не менее, имеются решения для искаженной квази-симметричной и квази-антисимметричной моды ЩЭАВ. Чем больше отличаются пьезокристаллы по своим материальным свойствам и кристаллографической симметрией, тем больше будут искажаться моды ЩЭАВ. В качестве примера, на рис. 3 показаны рассчитанные значения фазовой скорости мод ЩЭАВ в системе двух одинаковых пьезосред, но имеющих разные срезы: ниобат лития  $\text{LiNbO}_3$  YX-среза ( $0^\circ, 90^\circ, 0^\circ$ ) и ниобат лития  $\text{LiNbO}_3$  XY-среза ( $90^\circ, 90^\circ, 0^\circ$ ), разделенных щелью. Для этих срезов условия кристаллографической симметрии [6] не выполняются. Из рис. 3 видно, что имеются решения для двух квази-симметричных мод (кривые S1, S2) и двух квази-антисимметричных мод (кривые A1, A2) ЩЭАВ. При увеличении толщины щели ( $H/\lambda > 0.01$ ) эти моды трансформируются соответственно в ПАВ, распространяющихся в YX-среде ( $V_{\text{ПАВ}} = 3.7178$  км/с) и XY-среде ( $V_{\text{ПАВ}} = 3.696$  км/с) ниобата лития.

Большой интерес также представляет анализ свойств ЩЭАВ, распространяющихся в системе: тонкая пьезопластина–щель–полубесконечная пьезосреда, поскольку именно такая структура может быть перспективной при разработке акустоэлектронных сенсоров. При поиске решений можно воспользоваться описанной выше методикой. Однако, если толщина пьезопластины ( $H2$ ) сравнима с длиной волны  $\lambda$ , энергия волны будет распределена по всей толщине пьезопластины, поэтому решение для  $u_i$  в пластине следует пред-

ставить в виде суммы 8-ми парциальных волн и учитывать все 8 коэффициентов затухания  $\beta_m$ ,  $m = 1-8$  вдоль оси  $X_3$ . При этом необходимо также добавить 4 граничных условия на верхней свободной границе пьезопластины: равенство нулю нормальных компонент тензора механических напряжений  $T_{3i}$ , а также непрерывность нормальной компоненты индукции электрического поля. При этом необходимо уже решать систему 14-ти комплексных однородных граничных уравнений (или 12, если коэффициенты  $\Phi_s$  и  $\Phi_a$  определены предварительно).

На рис. 4 показано семейство рассчитанных фазовых скоростей симметричной моды ЩЭАВ в зависимости от нормированной толщины щели ( $H/\lambda$ ) в системе: пьезопластина YX–кварца  $\text{SiO}_2(0^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$  – вакуумная щель – полубесконечный пьезокристалл YX–кварца  $\text{SiO}_2(0^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$  для различных толщин верхней пьезопластины:  $H2/\lambda = 0.2, 5, 6, 7, 10$  (кривые  $H2 = 0.2, H2 = 5, H2 = 6, H2 = 7, H2 = 10$ ). Из рисунка видно, что с уменьшением толщины верхней пьезопластины  $H2/\lambda$  величина фазовой скорости моды ЩЭАВ уменьшается. При увеличении толщины щели  $H > 0.1\lambda$  мода ЩЭАВ трансформируется в ПАВ, распространяющуюся в YX-среде кварца ( $V_{\text{ПАВ}} = 3.1605$  км/с). Кроме этого, одновременно имеются решения для электроакустических симметричных и антисимметричных мод Лэмба [9, 10], распространяющихся в верхней пьезопластине кварца. При этом моды Лэмба имеют дисперсию скорости. Причем, в отличие от отдельно взятой

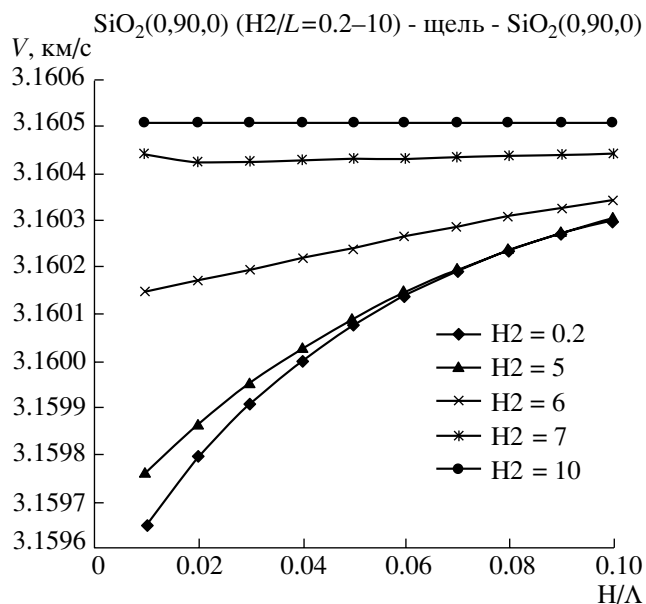


Рис. 4. Зависимость фазовой скорости ЩЭАВ в системе: пьезопластина  $\text{SiO}_2$  YX-среза – пьезосреда  $\text{SiO}_2$  YX-среза, разделенных щелью при разных толщинах пластины (кривые  $H_2 = 0.2, H_2 = 5, H_2 = 6, H_2 = 7, H_2 = 10$ ).

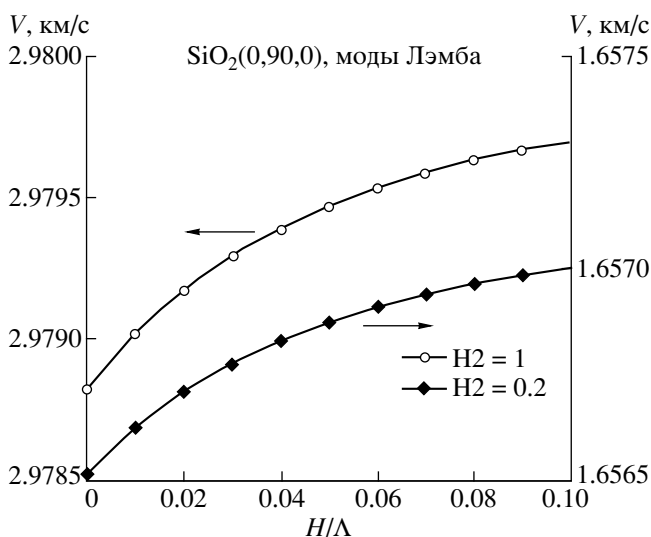


Рис. 5. Зависимость скорости антисимметричной моды Лэмба от толщины зазора ( $H/\lambda$ ) при двух различных толщинах пьезопластины кварца YX-среза: (кривая  $H_2 = 0.2, H_2 = 1$ ).

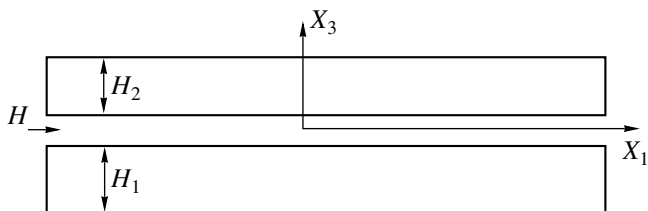


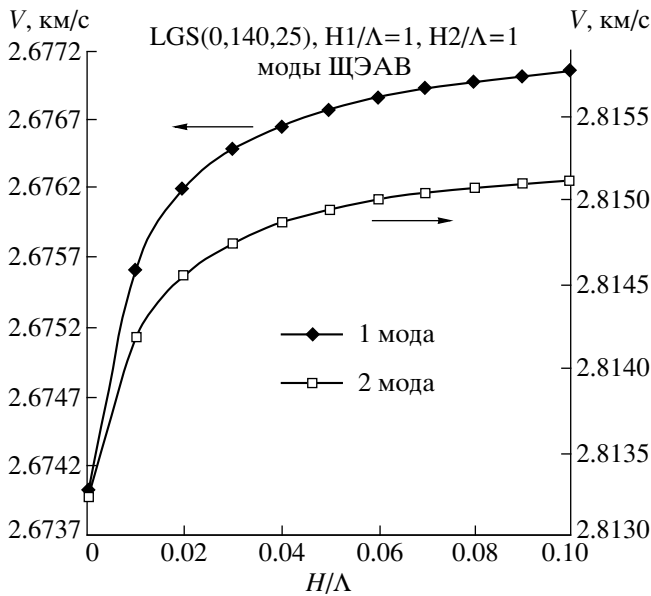
Рис. 6. Система двух пьезопластин, разделенных щелью.

свободной пьезопластины, в данной системе величина скорости мод Лэмба зависит как от толщины пластины  $H_2$ , так и от толщины зазора  $H$ . На рис. 5 показаны рассчитанные зависимости скорости антисимметричной моды Лэмба от толщины зазора ( $H/\lambda$ ) при двух различных толщинах пьезопластины кварца YX-среза:  $H_2/\lambda = 0.2$ , скорость моды Лэмба  $V = 1.657$  км/с (кривая  $H_2 = 0.2$ ) и  $H_2/\lambda = H_2 = 1$ ).

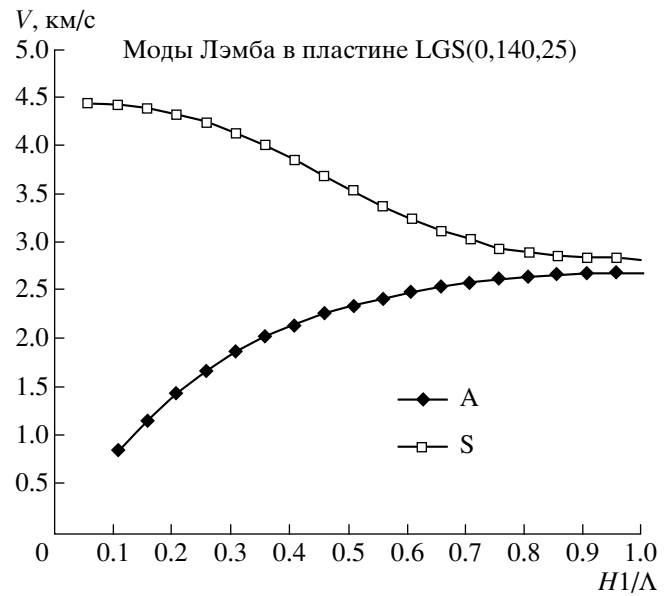
Заметим, что рассмотренная структура принципиально несимметрична относительно центра зазора, поэтому даже если пьезопластина и пьезосреда из одного материала и имеют одинаковые ориентации, моды ЩЭАВ также будут квази-симметричны, либо квази-антисимметричны. При увеличении толщины зазора одна мода трансформируется в ПАВ, распространяющуюся вдоль поверхности полупространства, а другая мода трансформируется в моду Лэмба, распространяющуюся в верхней пьезопластине.

В системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью, также могут распространяться пьезоактивные моды ЩЭАВ. Рассмотрим систему, показанную на рис. 6. Здесь  $H_1, H_2$  – толщины верхней и нижней пьезопластин,  $H$  – толщина щели. Интерес к анализу такой системы связан с тем, что можно изучить процесс трансформации мод ЩЭАВ. Например, если толщина обеих пластин  $H_1, H_2 \gg \lambda$  в общем случае существует две классические моды ЩЭАВ, распространяющиеся в системе двух пьезополупространств, разделенных щелью. При увеличении толщины щели ЩЭАВ трансформируется в обычные ПАВ, распространяющиеся вдоль поверхности обеих пьезосред. Если толщина обеих пластин  $H_1, H_2 \approx \lambda$ , то при увеличении толщины зазора ЩЭАВ будет трансформироваться в электроакустические моды Лэмба, распространяющиеся в пьезопластинах. Когда толщина одной из пластин сравнима с длиной волны  $\lambda$ , а толщина второй много больше  $\lambda$ , то ЩЭАВ будет трансформироваться в обычную ПАВ, распространяющуюся в пьезосреде, и моды Лэмба, распространяющиеся в пьезопластине. Общее решение для ЩЭАВ в такой системе можно получить, представив соответствующие решения для механических смещений и электрического потенциала в виде суммы 8-ми парциальных волн в каждой из пьезопластин. При этом соответственно увеличится число граничных условий и необходимо уже находить решение системы, состоящей из 18-ти граничных однородных комплексных уравнений (или из 16 уравнений).

В качестве примера на рис. 7 показаны рассчитанные скорости симметричной и антисимметричной мод ЩЭАВ (кривые – 1 мода, 2 мода), распространяющейся в системе двух одинаковых пьезопластин лангасита (LGS) ориентации ( $0^\circ, 140^\circ, 25^\circ$ ) толщиной  $H_2 = H_1 = \lambda$  в зависимости от



**Рис. 7.** Зависимость скорости симметричной и антисимметричной моды ЩЭАВ (кривые – 1 мода, 2 мода) в системе двух пьезопластин лангасита (LGS) ориентации (0°, 140°, 25°).



**Рис. 8.** Зависимость скорости основной симметричной и антисимметричной моды Лэмба (кривые S и A) и пьезопластине LGS (0°, 140°, 25°).

толщины щели  $H/\lambda$ . При увеличении толщины щели ( $H/\lambda > 0.1$ ) скорости этих мод стремятся к скоростям мод Лэмба, распространяющихся в пьезопластинах. Это значит, что моды ЩЭАВ трансформируются в соответствующие моды Лэмба. На рис. 8 показаны рассчитанные скорости основной симметричной и антисимметричной моды Лэмба (кривые S и A) в зависимости от толщины пьезопластины  $H/\lambda$ . Необходимо отметить, что в отдельно взятой пьезопластине при увеличении толщины пластины ( $H > 0.5\lambda$ ) появляется целое семейство электроакустических мод Лэмба высшего порядка [9, 10] (не показаны на рисунке), которые с ростом толщины пластины преобразуются в обычные ПАВ. В системе двух пьезопластин, разделенных щелью, симметричные ( $V_S = 2.8153$  км/с) и антисимметричные ( $V_A = 2.6773$  км/с) моды ЩЭАВ (см. рис. 7) при увеличении толщины щели соответственно трансформируются в моды Лэмба (см. рис. 8). Наконец, когда толщины обеих пьезопластин лангасита  $H_2, H_1 > 5\lambda$  при увеличении толщины щели ( $H > 0.1\lambda$ ) ЩЭАВ трансформируется в обычную ПАВ, распространяющуюся по свободной поверхности лангасита ( $V_{ПАВ} = 2.744$  км/с).

Необходимо отметить, что одна из трудностей при решении уравнений, описанных выше, заключается в том, что в таких сложных пьезокристаллических структурах одновременно существует несколько решений для того или иного типа волны. Поэтому при поиске конкретной моды необходимо выбирать достаточно узкий интервал поиска скоростей, поскольку по методике Фар-

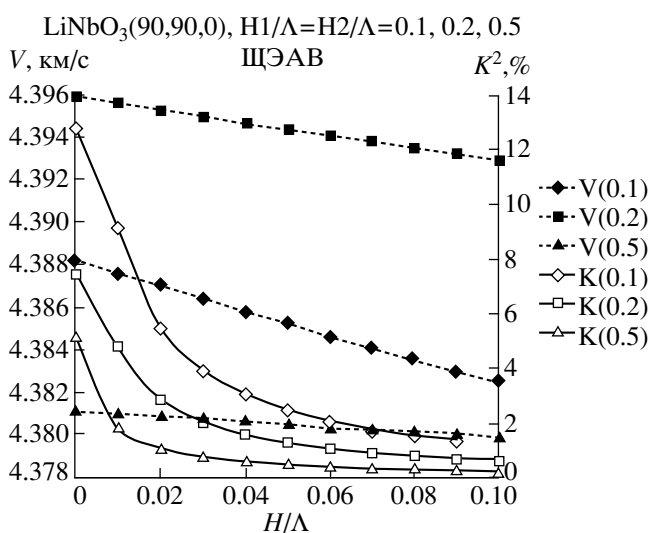
нелла–Джонса фазовая скорость волны  $V$  является параметром задачи, при сканировании которого отыскивается нуль определителя граничных условий [6, 11].

Рассчитав фазовую скорость волны, можно затем вычислить все остальные параметры волны. Как известно [6], коэффициент электромеханической связи  $K^2$  для ПАВ определяет эффективность возбуждения волны встречно-штыревым преобразователем (ВШП), расположенным на поверхности пьезокристалла и рассчитывается по формуле:  $K^2 = 2(V_0 - V_S)/V_0$ , где  $V_0, V_S$  – скорость ПАВ вдоль открытой и металлизированной поверхностей пьезокристалла.

ЩЭАВ, в отличие от ПАВ, распространяются в системе двух пьезокристаллов, разделенных щелью. Если одна из поверхностей пьезокристалла металлизирована, то ЩЭАВ как таковая исчезает, поскольку электрическое поле, связывающее колебания в обеих пьезосредах, окажется замкнутым, а оба полупространства – полностью изолированными. Тем не менее, для оценки эффективности возбуждения ЩЭАВ можно определить коэффициент электромеханической связи  $K_2$  аналогичным образом. Например, если ЩЭАВ возбуждается ВШП, расположенным на поверхности верхнего пьезокристалла, то

$$K_B^2 = 2(V_0 - V_S)/V_0, \tag{5}$$

где  $V_0$  – скорость ЩЭАВ,  $V_S$  – скорость ПАВ вдоль металлизированной поверхности верхнего пьезокристалла. Если ЩЭАВ возбуждается



**Рис. 9.** Зависимость скорости  $V$  высокоскоростной моды ЩЭАВ (кривые –  $V(0, 1)$ ,  $V(0, 2)$ ,  $V(0, 5)$ ) и величины  $K^2$  (кривые –  $K(0, 1)$ ,  $K(0, 2)$ ,  $K(0, 5)$ ) для трех значений толщины пьезопластины ( $H_1/\lambda = H_2/\lambda = 0.1, 0.2, 0.5$ ) в зависимости от толщины щели  $H/\lambda$ .

ВШП, расположенным на поверхности нижнего пьезокристалла, то  $K_H^2 = 2(V_0 - V_S)/V_0$ , где  $V_0$  – скорость ЩЭАВ,  $V_S$  – скорость ПАВ вдоль металлизированной поверхности нижнего пьезокристалла.

Для системы из двух тонких пьезопластин, разделенных щелью, величина  $K^2$  для ЩЭАВ может быть определена еще большим количеством вариантов в зависимости от того, где помещаются встречно-штыревые преобразователи (четыре варианта размещения на одной из четырех поверхностей), а также от состояния каждой из внешних поверхностей (металлизирована или свободна), если на ней нет ВШП.

По формуле (5) была рассчитана величина  $K_B^2$  для ЩЭАВ в зависимости от нормированной толщины щели ( $H/\lambda$ ) в системе двух пьезосред из лангасита LGS ориентации ( $0^\circ, 140^\circ, 25^\circ$ ). Расчеты показали, что величина  $K_B^2$  резко уменьшается при увеличении толщины щели. Например, при толщине щели  $H = 0.0001\lambda$  величина  $K_B^2 = 0.22\%$ , а при толщине  $H = 0.05\lambda$  величина  $K_B^2 = 0.0046\%$ . Это означает, что эффективность возбуждения ЩЭАВ резко снижается при увеличении зазора. Известно [12, 13], что в отдельно взятой тонкой пьезопластине ниобата лития (танталата лития и др.) определенной ориентации (XY-срез, YX-срез, ZX-срез) может распространяться также кази-SH-волна, имеющая очень высокую величину  $K^2$  (до 33%) при определенной толщине пластины. Например, для пластины из ниобата лития

(LiNbO<sub>3</sub>) XY-среза толщиной  $H = 0.1\lambda$  величина  $K^2 \approx 36\%$ , фазовая скорость  $V = 4.372$  км/с [12, 13]. Фактически, это горизонтально-поперечная сдвиговая высокоскоростная волна в пьезопластине, практически не имеющая нормальной к поверхности компоненты механического смещения  $u_3$ . Благодаря этому SH-волна может распространяться в пластине, находящейся в контакте с жидкостью без радиационных потерь, которые обусловлены излучением энергии волны в жидкую среду.

В системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью, может существовать высокоскоростная SH-мода ЩЭАВ, имеющая высокую величину  $K^2$  и величину скорости  $V$ , как и у SH-волны, распространяющейся в отдельно взятой пластине. На рис. 9 показаны рассчитанные скорости  $V_0$  высокоскоростной SH-моды ЩЭАВ (кривые –  $V(0, 1)$ ,  $V(0, 2)$ ,  $V(0, 5)$ ) и величины  $K^2$  (кривые –  $K(0, 1)$ ,  $K(0, 2)$ ,  $K(0, 5)$ ) для трех значений толщины обеих пьезопластин LiNbO<sub>3</sub> XY-среза ( $H_1/\lambda = H_2/\lambda = 0.1, 0.2, 0.5$ ) в зависимости от толщины щели  $H/\lambda$ . Величина  $K^2$  рассчитывалась в данном случае при условиях, что ВШП помещены на внешней поверхности верхней пластины (т.е.  $V_S$  и  $V_0$  в формуле (5) относятся к этой поверхности), а остальные три поверхности свободны. Из рис. 9 видно, что также, как и в случае отдельно взятой пьезопластины, максимальная величина  $K^2$ , рассчитанная из (5), для SH-моды ЩЭАВ получается при толщине обеих пьезопластин  $H_1/\lambda = H_2/\lambda = 0.1$ . Например, при толщине щели  $H/\lambda = 0.01$  величина  $K^2 \approx 9\%$ , что существенно выше величины  $K^2$  для ПАВ у ниобата лития ( $K_{\text{ПАВ}}^2 \approx 5.5\%$ ).

В системе из двух пластин, разделенных тонкой щелью, также как и в одиночной пластине, существует много решений, много мод. Наряду с решениями, представленными на рис. 9, существуют моды как с меньшими, так и с большими скоростями. Например, для тех же условий, что и для рис. 9, при  $H_1/\lambda = H_2/\lambda = 0.1$  (пластины) и  $H/\lambda = 0.01$  (щель) существует волна с меньшей скоростью  $V_0 = 4.04727$  км/с при  $K^2 \approx 20.7\%$ , а также с большей скоростью  $V_0 = 6.4753$  км/с при  $K^2 \approx 4.83\%$ .

Другим важным параметром волны является температурный коэффициент задержки (ТКЗ). Для ПАВ в одиночной среде  $\text{ТКЗ} = \alpha - \text{ТКС} = \alpha - 1/V (\partial V/\partial t)$ , где  $\alpha$  – коэффициент линейного теплового расширения среды, ТКС – температурный коэффициент скорости ЩЭАВ,  $t$  – температура. В случае ЩЭАВ величина ТКС для ЩЭАВ определяется однозначно. Однако поскольку имеется система двух разных пьезосред, возникает неоднозначность в определении ТКЗ для ЩЭАВ, поскольку величина  $a$  может быть разной для каж-

дой из пьезосред. Следовательно, можно определить две величины ТКЗ для ЩЭАВ – для верхней и для нижней пьезосреды с соответствующими коэффициентами линейного расширения. ТКЗ реального устройства будет определяться коэффициентом линейного теплового расширения той среды, на которой помещены встречно-штыревые преобразователи, так как тепловое расширение другой среды в этом случае на них влиять не будет.

Расчеты показали, что даже в случае двух одинаковых пьезосред с одной и той же ориентацией величины ТКЗ для ЩЭАВ несколько отличаются от величины ТКЗ, рассчитанной для обычных ПАВ. Например, в системе двух термостабильных для ПАВ пьезосред LGS (0°, 140°, 25°) (ТКЗ<sub>ПАВ</sub> = -0.09 × 10<sup>-6</sup>/°C), разделенных щелью (H = 0.5λ) величина ТКЗ для ЩЭАВ равна -1.5 × 10<sup>-6</sup>/°C и зависит от ширины щели.

Материальные константы для LiNbO<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub>, и LGS были соответственно взяты из работ [14–16].

Таким образом, в работе приводится методика численного расчета параметров ЩЭАВ различного типа, распространяющихся в пьезокристаллических средах любого класса кристаллографической симметрии и их конфигураций. Рассмотрены процессы трансформации ЩЭАВ в ПАВ в случае двух пьезополупространств, либо в электроакустические моды Лэмба в случае системы двух тонких пьезопластин, разделенных щелью. Показано, что скорость мод ЩЭАВ определяется свойствами обеих пьезосред и зависит от толщины щели. Предложена система, состоящая из двух тонких пьезопластин ниобата лития XY-среза (либо YX-среза), разделенных щелью, для которой щелевая электроакустическая волна имеет высокий коэффициент электромеханической связи. Данная структура может быть использована при конструировании высокоэффективных акустоэлектронных датчиков давления, анализаторов газа и жидкости.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуляев Н.В., Плесский В.П. Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 3. С. 716–720.
2. Балакирев М.К., Богданов С.В., Горчаков А.В. Экспериментальное исследование щелевых волн в LiJO<sub>3</sub> // ФТТ.1979. Т. 21. № 8. С. 2508–2510.
3. Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. М.: Наука, 1982. С. 240.
4. Пятаков П.А. Щелевые акустические волны на границе двух пьезоэлектрических кристаллов, разделенных слоем жидкости // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 836–842.
5. Veleekoop M. Acoustic wave sensors and their thecnology // Ultrasonics. 1998. V. 36. P. 7–14.
6. Мэттьюз Г. Фильтры на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1981. С. 470.
7. Олинер А. Поверхностные акустические волны. М.: Мир. 1981. С. 500.
8. Шаскольская М.П. Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982. С. 632.
9. Tonami S., Nishikata A., Shimizu Y. Analysis of leaky surface waves propagating on piezoelectric substrates of finite thickness // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. Pt.1. № 5b. P. 3002–3005.
10. Dvoesherstov M.Yu., Cherednick V. I., Chirimanov A.P. Slit waves in piezoelectric structures // IV Inter. Conf. Wave Electronics and Its Applications. St. Petersburg. May, 28–31. 2001. ISBN 5-8088-0059-5. P. 32–33.
11. Двоешерстов М.Ю., Чередник В.И., Чириманов А.П. Расчет поверхностных акустических волн в кристаллах с применением процедуры глобальной оптимизации // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 9. С. 801–813.
12. Zaitsev B.D., Joshi S.G., Kuznetsova I.E. Characteristics of quasi-shear-horizontal (QSH) acoustic waves in thin piezoelectric plates // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1998. P. 419–422.
13. Джоши С.Г., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. SH акустические волны в пластине ниобата лития и влияние электрических граничных условий на их свойства // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 3. С. 336–340.
14. Kovacs G., Anhorn M., Engan H., Visintini G. and etc. Improved Material Constants for LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub> // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1990. P.435.
15. Shimizu Y., Yamamoto Y. Saw propagation characteristics of complete cut of quartz and new cuts with zero temperature coefficient of delay // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1980. P. 420–423.
16. Bungo A., Jian C., Yamaguchi K. Experimental and Theoretical Anayisis of SAW Properties of the Langanite Substrate with Euler Angle (0°, 140°, ψ) // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1999. P. 333.