08

Электрозвуковая волна в зазоре пьезоэлектрической пары с относительным продольным перемещением

© Ю.В. Гуляев, С.Н. Марышев, Н.С. Шевяхов

Институт радиотехники и электроники РАН,
Ульяновский филиал института радиотехники и электроники РАН
E-mail: ns_shev@mail.ru

Поступило в Редакцию 4 мая 2006 г.

Показана возможность существенного торможения щелевой электрозвуковой волны в структуре с тонким вакуумным зазором за счет встречного относительного перемещения пьезоэлектрических кристаллов.

PACS: 43.35.Pt, 68.35.Iv

Границы вакуумного зазора пьезоэлектриков, как известно [1,2], способны удерживать электрозвуковые поверхностные волны специального вида, которые получили название щелевых волн. Дисперсия щелевых волн определяется связью кристаллов электрическими полями через зазор, а при наличии газа (жидкости) в зазоре — еще и акустической связью вследствие вязкости среды, заполняющей зазор [3]. В обоих случаях отсутствие непосредственного контакта между кристаллами допускает их относительное перемещение вдоль границ зазора, что представляет дополнительную возможность управления распространением щелевых волн.

Идея использовать относительное продольное перемещение (ОПП) пьезоэлектриков в структурах со щелью для усиления поверхностных акустических волн (ПАВ) высказывалась на заре акустоэлектроники [4], но не получила развития. Во-первых, „включение“ механического движения в типично электронную систему шло вразрез с общей тенденцией миниатюризации акустоэлектронных устройств и воспринималось как нечто чужеродное. Во-вторых, предложенный в [4] конвективный механизм усиления щелевых волн квазирэлеевского типа за счет ОПП был явно неконкурентной альтернативой уайтовскому акустоэлектронному

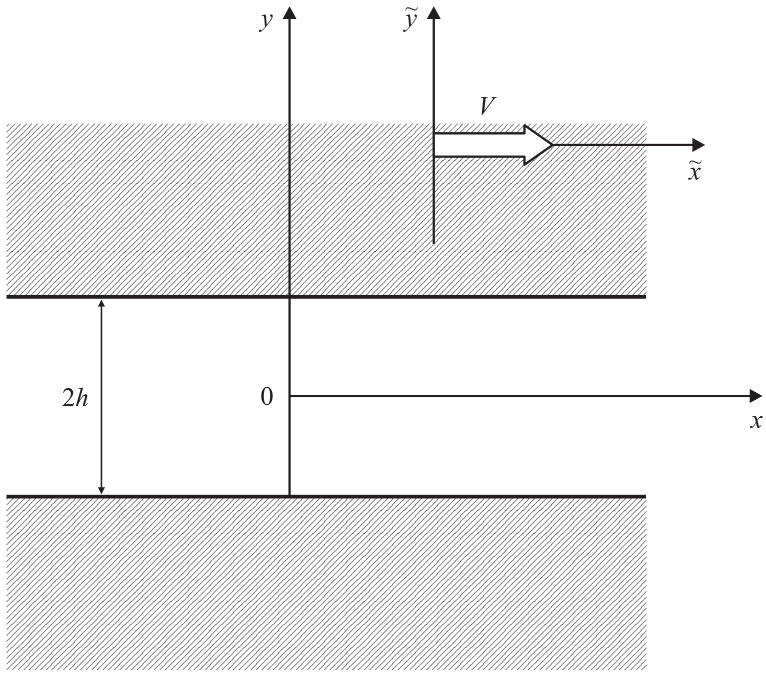

Рис. 1. Геометрия задачи.

усилению ПАВ дрейфовым током носителей заряда в полупроводнике, сопряженном с пьезоэлектрическим кристаллом.

В настоящем сообщении мы делаем упор на другой, до сих пор не освещенной стороне проблемы ОПП пьезоэлектриков в структурах со щелью — параметрическом преобразовании щелевых волн продольным движением кристаллов, которое не сопровождается потерей устойчивости самих волн. Учитывая нарастающий интерес к „интеллектуальным“ пьезомеханическим компонентам и узлам в робототехнике, медицине и приборостроении, можно ожидать, что гибридные элементы на ПАВ, использующие особенности преобразования щелевых волн вследствие ОПП пьезоэлектриков, окажутся полезным дополнением.

Пусть вакуумная щель толщиной $2h$ разделяет два одинаковых по материальным параметрам и ориентировке кристаллографических осей прьезоэлектрических кристалла класса 6 mm (4 mm, ∞ m), из которых нижний покоится (рис. 1), а верхний — движется вдоль щели с постоянной скоростью[1] V. С покоящимся кристаллом свяжем лабораторную систему отсчета $x0yz$. Кристаллу, движущемуся в направлении оси x, сопоставим дополнительно попутную систему отсчета $\widetilde{x}\widetilde{y}\widetilde{z}$ и примем, что оси z и $\widetilde{z}$ систем отсчета совпадают с осями симметрии кристаллов высшего порядка, вдоль которых направлены смещения частиц. Полагая, что сдвиговые волны горизонтальной поляризации распространяются в плоскостях x, y и $\widetilde{x}, \widetilde{y}$, имеем в качестве исходных одинаковые для соответствующих кристаллов уравнения пьезоакустики [1–3] в лабораторной (нижний кристалл, $\widetilde{y} < -h$) и попутной (верхний кристалл, $\widetilde{y} > h$) системах отсчета:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial \widetilde{t}^2} = c_t^2 \widetilde{\nabla}^2 u_1, \quad \widetilde{\nabla}^2 \Phi_1 = 0, \quad \varphi_1 = \frac{4\pi e}{\varepsilon} u_1 + \Phi_1 \quad (y > h), \tag{1}$$

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = c_t^2 \nabla^2 u_2, \quad \nabla^2 \Phi_2 = 0, \quad \varphi_2 = \frac{4\pi e}{\varepsilon} u_2 + \Phi_2 \quad (y < -h), \tag{2}$$

где t и $\widetilde{t}$ — время, $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ и $\widetilde{\nabla}^2 = \partial^2/\partial \widetilde{x}^2 + \partial^2/\partial \widetilde{y}^2$ — оператор Лапласа в лабораторной и попутной системах отсчета, $c_t = (\lambda^*/\rho)^{1/2}$ — скорость сдвиговых волн с учетом ужесточения модуля сдвига λ до значения $\lambda^* = \lambda + 4\pi e^2/\varepsilon$, e — пьезомодуль, ε — диэлектрическая проницаемость, ρ — плотность. Величины $\Phi_{1,2}$ — части полных потенциалов $\varphi_{1,2}$ электрического поля, которые описывают приграничные электрические колебания, индуцированные в соответствующем кристалле электрическими зарядами с его границы. Аналогичные электрические колебания потенциала Φ_0 будут возбуждаться в вакуумном зазоре $|y| < h$. Поэтому уравнения (1), (2) дополним уравнением Лапласа

$$\nabla^2 \Phi_0 = 0 \qquad (|y| < h). \tag{3}$$

Для построения решения уравнения (1) преобразуем в лабораторную систему отсчета. Учитывая галилеевскую связь координат:

[1] Подразумевается, что источник движения обладает неограниченной мощностью и силовой реакцией нижнего кристалла ($y < -h$) на движение из-за сцепления электрическими полями через зазор можно пренебречь.

$x = \widetilde{x} + V\widetilde{t},\ y = \widetilde{y},\ z = \widetilde{z},\ t = \widetilde{t}$, несложно убедиться, что это равносильно замене в (1) дифференциальных операторов по схеме $\widetilde{\nabla}^2 \to \nabla^2$, $\partial/\partial\widetilde{t} \to \partial/\partial t + V\partial/\partial x$. Поэтому вместо (1) напишем

$$\left(V\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)^2 u_1 = c_t^2\nabla^2 u_1, \quad \nabla^2\Phi_1 = 0, \quad \varphi_1 = \frac{4\pi e}{\varepsilon}u_1 + \Phi_1. \tag{4}$$

Решение уравнений (2)–(4) ищем в виде $\exp(i\phi)$, где $\phi = kx - \omega t$ — фаза колебаний в продольном направлении. Налагая требование ограниченности полей смещений и потенциалов в областях определения, имеем в итоге:

$$\begin{gathered} u_1 \equiv u(y > h) = U_1 \exp(i\phi)\exp(-s_1 y), \\ \Phi_1 \equiv \Phi(y > h) = F_1 \exp(i\phi)\exp(-ky), \\ u_2 \equiv u(y < -h) = U_2 \exp(i\phi)\exp(s_2 y), \\ \Phi_2 \equiv \Phi(y < -h) = F_2 \exp(i\phi)\exp(ky), \\ \Phi_0 \equiv \Phi_0(|y| < h) = \exp(i\phi)[C\exp(ky) + D\exp(-ky)]. \end{gathered} \tag{5}$$

В выражениях (5) величины $s_{1,2}$, имеющие смысл коэффициентов амплитудного спадания сдвиговых смещений в верхний и нижний пьезоэлектрик с удалением от границы, определяются равенствами

$$s_1 = \left[k^2 - \left(k\beta - \frac{\omega}{c_t}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad s_2 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}\right)^{1/2}, \qquad \beta = \frac{V}{c_t}. \tag{6}$$

Граничные условия, выражающие при $y = \pm h$ отсутствие сдвиговых напряжений, непрерывность электрических потенциалов и непрерывность y-компонент электрической индукции, не содержат производных по времени. Поэтому они инвариантны к переходам между системами отсчета и могут быть представлены следующим образом:

$$\left(\frac{4\pi e}{\varepsilon}u_{1,2} + \Phi_{1,2}\right)\Big|_{y=\pm h} = \Phi_0\Big|_{y=\pm h}, \quad \varepsilon\frac{\partial\Phi_{1,2}}{\partial y}\Big|_{y=\pm h} = \frac{\partial\Phi_0}{\partial y}\Big|_{y=\pm h},$$

$$\left(\lambda^*\frac{\partial u_{1,2}}{\partial y} + e\frac{\partial\Phi_{1,2}}{\partial y}\right)\Big|_{y=\pm h} = 0.$$

Здесь для величин u и Φ выбирается индекс 1, если соответствующее условие формулируется на верхней границе $y = h$. Для условий на нижней границе $y = -h$ следует использовать индекс 2.

Подстановка выражений (5) в граничные условия (7) приводит к системе однородных алгебраических уравнений. Единственность решения обеспечивает равенство нулю детерминанта системы. С учетом формулы для квадрата коэффициента электромеханической связи пьезоэлектрика $Q^2 = 4\pi e^2/\varepsilon\lambda^*$ оно принимает вид

$$\exp(-2kh)\left[kQ^2 - s_1(1-\varepsilon)\right]\left[kQ^2 - s_2(1-\varepsilon)\right]$$
$$= \exp(2kh)\left[kQ^2 - s_1(1+\varepsilon)\right]\left[kQ^2 - s_2(1+\varepsilon)\right] \qquad (8)$$

и имеет смысл дисперсионного соотношения для электрозвуковых волн вакуумного зазора идентичных пьезоэлектрических кристаллов в условиях ОПП. От стандартного дисперсионного соотношения работы [2] выражение (8) отличается тем, что благодаря неравенству $s_1 \neq s_2$ произведения величин в квадратных скобках не образуют полных квадратов.

Задаваясь целью исследовать, прежде всего, параметрическое влияние ОПП на поведение щелевых волн, ограничимся далее случаем предельно тонкого зазора $kh \to 0$, когда связь кристаллов полями через зазор наиболее эффективна. В этих условиях (8) преобразуется в уравнение

$$kQ^2\left(\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_2}\right) = 2, \qquad (9)$$

которое определяет спектр антисимметричной моды электрозвуковой щелевой волны. Симметричная мода, как известно [2], в пределе $kh \to 0$ не существует, и в этом отношении учет ОПП ничего не меняет.

Несложный анализ уравнения (9) с учетом (6) показывает, что при $|\beta| < 1$ (режим „дозвукового" ОПП) возможно устойчивое (стационарное) распространение щелевой волны: $k > 0$, $s_1 > 0$, $s_2 > 0$, если соблюдается обычное для ПАВ условие медленности распространения $\omega/c_t < k$. При „сверхзвуковом" ОПП по направлению распространения волны $\beta > 1$ происходит опережающий снос индуцированных волной пьезополяризационных зарядов в слоях $y > h$ по отношению к поверхностным зарядам ($y = h$), которые сцеплены граничными условиями с поверхностными зарядами нижнего кристалла ($y = -h$). В результате парциальная волна в области $y > h$ приобретает структуру волны, подтекающей к границе, тогда как в нижнем кристалле структура полей u_2, Φ_2 парциальной волны практически не меняется. Подток энергии к зазору от движущегося кристалла в данной конфигурации полей сдвиговых смещений приводит при $\mathrm{Re}\,(k) > \omega/[c_t(\beta - 1)]$ к потере устойчивости волны и отразится, как отмечалось в [4], усилением ее колебаний: $\mathrm{Im}\,(k) < 0$.

При „сверхзвуковом" ОПП против распространения волны ($\beta < 0$, $|\beta| > 1$) имеет место обратная картина неустойчивости: пьезополяризационные заряды парциальной волны верхнего кристалла на поверхности зазора тормозятся благодаря граничному сцеплению с парциальной волной в нижнем кристалле, а в верхних слоях кристалла $y > h$ сносятся назад. Это приводит к отклонению волновой нормали волны утечки в верхнем кристалле от границы и обусловливает отвод энергии в верхний кристалл. Итогом оказывается ослабление щелевой волны в процессе распространения: $\mathrm{Im}\,(k) > 0$.

Указанные неустойчивости щелевой волны, обязанные конвективному сносу пьезозарядов при ОПП и в определенном смысле аналогичные акустоэлектронной неустойчивости ПАВ на смежных границах пьезоэлектриков и полупроводников с тянущим полем [1], реализуются в условиях „сверхзвукового" движения верхнего кристалла, что трудно осуществить на практике. Для приложений более привлекателен режим устойчивого (стационарного) распространения щелевой волны при $|\beta| < 1$. На рис. 2 представлены кривые параметрической (вызванной ОПП) дисперсии фазовой скорости щелевой волны $v = \omega/k$, рассчитанные по формулам (6), (9), которые эквивалентны равенству

$$\frac{2}{Q^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c_t^2}}} + \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\beta - \frac{v}{c_t}\right)^2}}.$$

Дополнительно на рис. 3 показаны соответственно сплошными и штриховыми кривыми изменения коэффициентов s_1 и s_2 в зависимости от параметра β.

С обращением ОПП ($\beta \to -\beta$) щелевая волна обнаруживает значительную разницу в параметрическом изменении скорости, что может рассматриваться как наведенная относительным движением кристаллов невзаимность распространения. Характерно, что при этом, как наглядно демонстрируют кривые рис. 3, волны в кристаллах обменяются граничной локализацией колебаний: $s_1(\beta) = s_2(-\beta)$. В данном факте, по

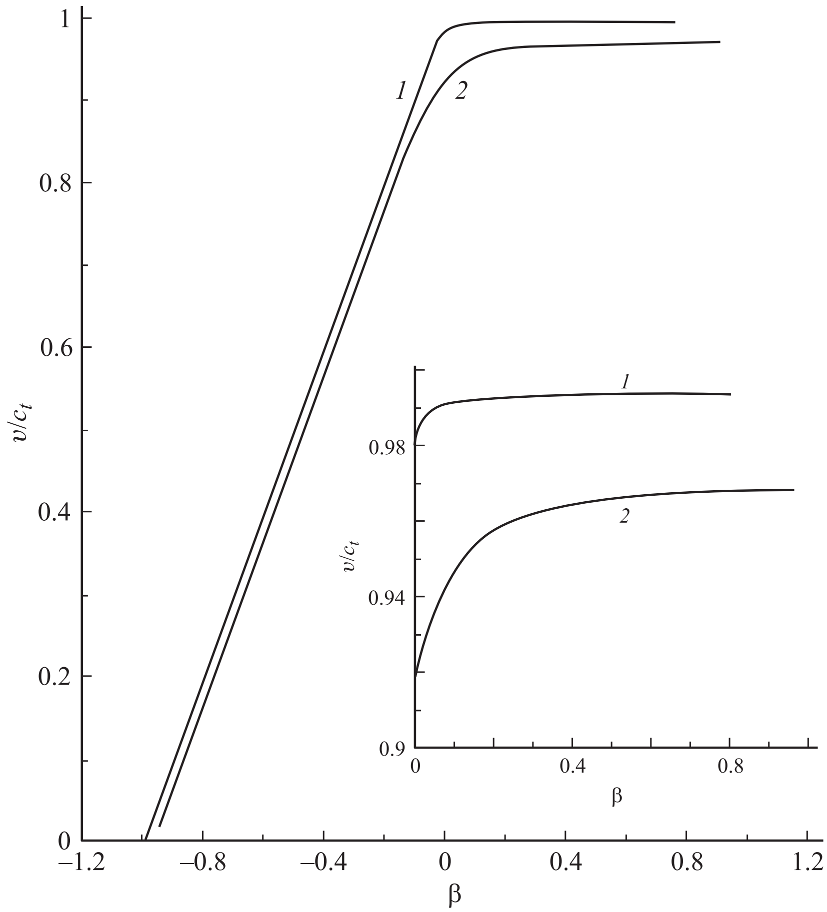

Рис. 2. Параметрические зависимости фазовой скорости щелевой волны: *1* — $Q^2 = 0.2$, *2* — $Q^2 = 0.4$.

существу, находит отражение механический принцип относительности. Действительно, при $\beta \to -\beta$ верхний кристалл перемещается в отрицательном направлении оси x, что по всем канонам классической механики эквивалентно случаю, когда он неподвижен, а взамен перемещается, но уже в положительном направлении оси x, нижний кристалл. Такой

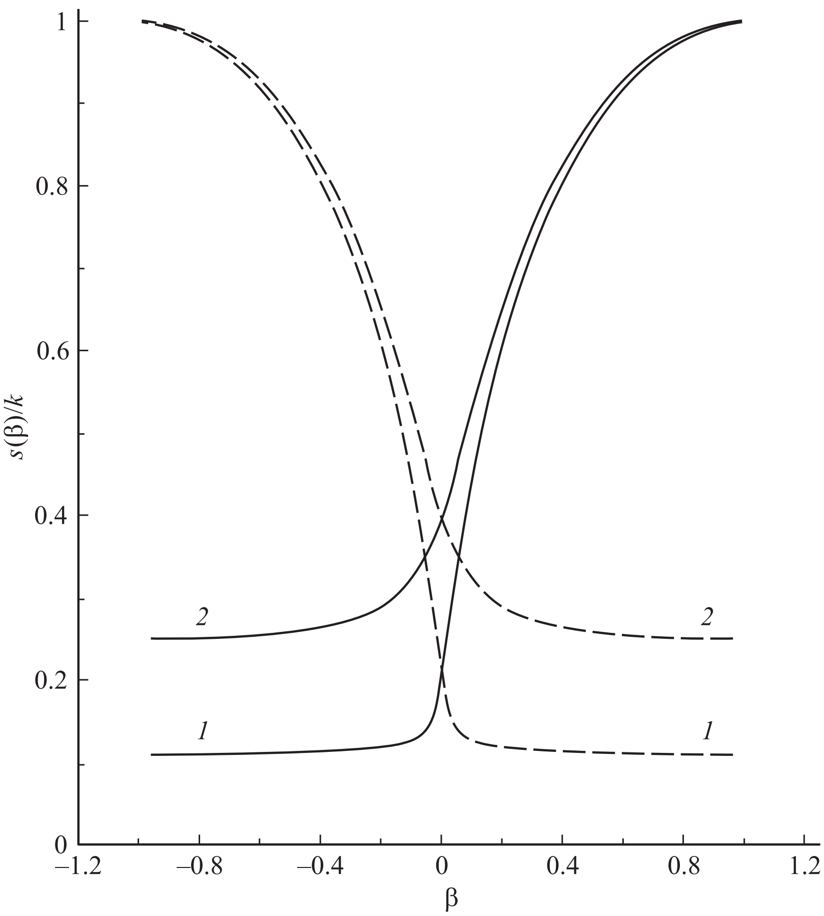

Рис. 3. Изменения коэффициентов граничной локализации полей сдвиговых смещений щелевой волны в движущемся (сплошные кривые) и неподвижном (штриховые кривые) пьезоэлектрическом кристаллах со скоростью относительного движения: *1* — $Q^2 = 0.2$, *2* — $Q^2 = 0.4$.

перестановке кристаллов соответствует как раз вышеуказанный „обмен" в парциальных волнах коэффициентами граничной локализации колебаний.

Возможность обмена граничной локализацией колебаний при обращении ОПП позволяет объяснить различие в изменениях скорости щелевой волны при попутном ($\beta > 0$) и встречном ($\beta < 0$) продольном движении верхнего кристалла. Так, при $\beta > 0$ увеличение волны движущимся кристаллом, способное проявиться на достаточно высоких уровнях $y > h$, практически отсутствует из-за сильной граничной локализации колебаний. По этой причине щелевая волна (см. кривые на вставке рис. 2 для участка $\beta > 0$) будет слабо отличаться своим поведением от обычных электрозвуковых волн. При $\beta < 0$ картина становится противоположной. Колебания в движущемся кристалле, как следует из поведения сплошных кривых рис. 3, слабо локализуются границей. Поэтому тормозящее действие, оказываемое через их посредство верхним кристаллом на щелевую волну в удаленных от границы слоях $y > h$, проявится настолько эффективно, что позволит достичь при $\beta \approx -1$ полной остановки волны.

Рассмотренный эффект торможения щелевых волн привлекает возможностью длительных задержек сигнала и заслуживает внимания как метод регулировки в акустоэлектронных устройствах, сопряженных с движущимися узлами.

Список литературы

[1] *Gulyaev Yu.V., Plessky V.P.* // Phys. Lett. 1976. V. 56A. N 6. P. 491–492.
[2] *Гуляев Ю.В., Плесский В.П.* // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 5. С. 716–723.
[3] *Пятаков П.А.* // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 836–842.
[4] *Kaliski S.* // Proc. Vibr. Probl. 1966. V. 7. N 2. P. 167–181.