АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIII 1977 Вып. 5

УДК 534.2

ЩЕЛЕВЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Ю. В. Гуляев, В. П. Плесский

Рассмотрен новый класс акустических волн, способных распространяться в пьезоактивном направлении вдоль щели в пьезоэлектрическом материале. Изучены два типа таких волн: чисто сдвиговые щелевые волны, затухающие в обе стороны от щели на расстоянии порядка λ_s/η (λ_s – длина волны звука, η – константа электромеханической связи), и волны типа рэлеевских. Рассмотрена возможность усиления таких волн дрейфовым потоком электронов в полупроводнике, если последний заполняет щель в пьезоэлектрике.

В настоящее время известно несколько типов поверхностных акустических волн (ПАВ), распространяющихся вдоль свободной поверхности твердого тела или вдоль границы раздела двух твердых тел, находящихся в механическом контакте друг с другом (см. например, [1]). В работе [2], насколько нам известно, впервые было указано на возможность существования чисто сдвиговых поверхностных акустических волн, распространяющихся вдоль щели в пьезоэлектрическом материале. Глубина проникновения этих волн в материал перпендикулярно плоскости щели составляет $\sim\lambda_s/\eta$ (λ_s – длина волны, η – константа электромеханической связи), а механические смещения по обе стороны щели находятся в противофазе.

В данной работе рассматриваются различные типы волн, способных распространяться вдоль щели, т. е. тонкого зазора между твердыми полупространствами, в пьезоэлектрическом материале. Для краткости будем называть такие волны «щелевыми». Рассмотрена также возможность усиления таких волн, если щель в пьезоэлектрике заполнена полупроводником, в котором создан сверхзвуковой дрейф носителей заряда.

Чисто сдвиговые щелевые акустические волны. Рассмотрим для определенности пьезоэлектрический кристалл класса C_{6v}, в котором создана щель шириной $2h$ с плоскостью, ориентированной параллельно гексагональной оси. Выберем систему координат так, чтобы ось Z была направлена вдоль гексагональной оси, а ось Y перпендикулярна плоскости щели. Будем считать, что в щели либо вакуум, либо она заполнена газом малой плотности с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=1$. Система уравнений, описывающих распространение чисто сдвиговой волны вдоль щели перпендикулярно гексагональной оси, имеет вид

$$\rho\ddot{u}^{(1,2)}=C_{44}\Delta u^{(1,2)}-e_{15}\Delta\varphi^{(1,2)}, \tag{1}$$

$$\varepsilon\Delta\varphi^{(1,2)}+4\pi e_{15}\Delta u^{(1,2)}=0, \tag{2}$$

$$\Delta\varphi^{(3)}=0. \tag{3}$$

Индексы (1) и (2) в уравнениях относятся соответственно к пьезоэлектрическим полупространствам $y>h$ и $y<-h$, индекс (3) – к щели; $u^{(1,2)}$ – механические смещения, направленные по оси Z, $\varphi^{1,2,3}$ – электрические потенциалы ρ, C_{44}, ε, e_{15} – соответственно плотность, модуль

упругости, диэлектрическая проницаемость и пьезомодуль * кристалла. Граничные условия при $y=\pm h$ записываются шестью соотношениями:

$$C_{44}\frac{\partial u^{(1,2)}}{\partial y}-e_{15}\frac{\partial\varphi^{(1,2)}}{\partial y}=0, \tag{4}$$

$$\varphi^{(1,2)}=\varphi^{(3)}, \tag{5}$$

$$\varepsilon\frac{\partial\varphi^{(1,2)}}{\partial y}+4\pi e_{15}\frac{\partial u^{(1,2)}}{\partial y}=\frac{\partial\varphi^{(3)}}{\partial y}. \tag{6}$$

Будем считать все переменные величины зависящими от координат и времени по закону $\exp[\varkappa y+i(qx-\omega t)]$. Подставляя их в систему уравнений (1)—(3) и используя граничные условия (4)—(6), получаем дисперсионное уравнение, определяющее типы сдвиговых щелевых волн:

$$D_+\cdot D_-=0, \tag{7}$$

где

$$\left\{\begin{aligned} D_+&=\begin{vmatrix} C_{44}\varkappa e^{-\varkappa h} & -e_{15}qe^{-qh} & 0\\ -\dfrac{4\pi e_{15}}{\varepsilon}e^{-\varkappa h} & e^{-qh} & -\operatorname{ch} qh\\ 0 & \varepsilon qe^{-qh} & q\operatorname{sh} qh\end{vmatrix},\\ D_-&=\begin{vmatrix} C_{44}\varkappa e^{-\varkappa h} & -e_{15}qe^{-qh} & 0\\ -\dfrac{4\pi e_{15}}{\varepsilon}e^{-\varkappa h} & e^{-qh} & -\operatorname{sh} qh\\ 0 & \varepsilon qe^{-qh} & q\operatorname{ch} qh\end{vmatrix}.\end{aligned}\right. \tag{8}$$

Упрощая, получаем дисперсионное уравнение в виде

$$\eta q\frac{1}{1+\varepsilon(\operatorname{cth} qh)^{\pm 1}}=\sqrt{q^2-\frac{\rho\omega^2}{C_{44}(1+\eta)}}. \tag{9}$$

Уравнение (7) (или (9)) имеет два решения, соответствующие сдвиговым щелевым волнам двух типов: симметричного и антисимметричного. В симметричной щелевой волне механические смещения по обе стороны щели находятся в фазе. Эта волна описывается соотношениями:

$$u^{(1)}=u_0e^{-\varkappa_+ y}, \tag{10}$$

$$\varphi^{(1)}=-\frac{4\pi e_{15}}{\varepsilon}u_0\left[e^{-\varkappa_- y}\frac{e^{-\varkappa_+ h}}{1+\varepsilon\operatorname{cth} qh}e^{-q(y-h)}\right], \tag{11}$$

$$\varphi^{(3)}=-4\pi e_{15}\frac{e^{-\varkappa_+ h}}{\operatorname{sh} qh+\varepsilon\operatorname{ch} qh}u_0\operatorname{ch} qy, \tag{12}$$

$$u^{(2)}=u_0e^{\varkappa_+ y}, \tag{13}$$

$$\varphi^{(2)}=-\frac{4\pi e_{15}}{\varepsilon}u_0\left[e^{\varkappa_+ y}-\frac{e^{-\varkappa_+ h}}{1+\varepsilon\operatorname{cth} qh}e^{q(y+h)}\right]. \tag{14}$$

---

* Если в кристалле имеется внешнее электрическое поле E_0, направленное по оси z, то вместо e_{15} в (1), (2) следует брать $\tilde{e}_{15}=e_{15}+\dfrac{a}{8\pi}E_0$, где a – соответствующая константа электрострикции. Таким образом, все полученные в этом параграфе результаты относятся и к случаю непьезоэлектрических диэлектриков, находящихся во внешнем электрическом поле E_0, с заменой $e_{15}\to\dfrac{a}{8\pi}E_0$ (ср. [2, 3]).

Здесь

$$\varkappa_+ = \frac{\eta q}{1+\varepsilon \operatorname{cth} qh} \tag{15}$$

— величина, определяющая затухание механического смещения в волне при удалении в обе стороны от щели.

Легко видеть, что при уменьшении ширины щели ($h \to 0$) $\varkappa_+ \to 0$, т. е. данная волна превращается в чисто поперечную объемную волну. Наоборот, при неограниченном увеличении ширины щели ($h \to \infty$) $\varkappa_+ \to \eta q \frac{1}{1+\varepsilon}$ т. е. данная волна распадается на две чисто сдвиговые ПАВ [4, 5], распространяющиеся вдоль свободных поверхностей пьезокристалла, ограничивающих щель.

В антисимметричной щелевой волне механические смещения по обе стороны щели находятся в противофазе. Для нее справедливы соотношения:

$$u^{(1)} = u_0 e^{-\varkappa_- y}, \tag{16}$$

$$\varphi^{(1)} = -\frac{4\pi e_{15}}{\varepsilon} u_0 \left[e^{-\varkappa_- y} - \frac{e^{-\varkappa_- h}}{1+\varepsilon \operatorname{th} qh} e^{-q(y-h)} \right], \tag{17}$$

$$\varphi^{(3)} = -4\pi e_{15} \frac{e^{-\varkappa_- h}}{\operatorname{ch} qh + \varepsilon \operatorname{sh} qh} u_0 \operatorname{sh} qy, \tag{18}$$

$$u^{(2)} = -u_0 e^{\varkappa_- y}, \tag{19}$$

$$\varphi^{(2)} = +\frac{4\pi e_{15}}{\varepsilon} u_0 \left[e^{\varkappa_- y} - \frac{e^{-\varkappa_- h}}{1+\varepsilon \operatorname{th} qh} e^{q(y+h)} \right]. \tag{20}$$

Механические смещения в этой волне затухают в обе стороны от щели по экспоненте с показателем

$$\varkappa_- = \frac{\eta q}{1+\varepsilon \operatorname{th} qh}. \tag{21}$$

При уменьшении ширины щели ($h \to 0$), $\varkappa_- \to \eta q$, т. е. данная мода переходит в чисто сдвиговую антисимметричную щелевую волну при нулевой ширине щели, рассмотренную ранее в [2]. Заметим, что, с точки зрения распределения механического смещения и потенциала в полупространстве, по обе стороны от щели эта волна эквивалентна чисто сдвиговой поверхностной акустической волне в пьезоэлектрике с металлизованной поверхностью [5]. Физически это связано с тем, что ввиду антисимметричности электрического потенциала по обе стороны от щели на поверхности самой бесконечно тонкой щели потенциал обращается в нуль, как и на металлизированной поверхности. При этом поверхность остается свободной, так как согласно определению щели, механический контакт между двумя пьезокристаллическими полупространствами отсутствует.

При увеличении ширины щели ($h \to \infty$) антисимметричная сдвиговая щелевая волна также, как и симметричная, распадается на две чисто сдвиговые ПАВ на свободной поверхности кристалла.

Щелевые акустические волны типа рэлеевских. Рассмотрим опять кристалл класса C_{6v}, в котором создана щель, но пусть теперь гексагональная ось будет перпендикулярна плоскости щели. Выберем систему координат так, чтобы ось Z была направлена вдоль гексагональной оси, и предположим, что акустическая волна распространяется

вдоль оси X. Для облегчения расчетов будем считать щель бесконечно тонкой ($h=0$), но механический контакт тем не менее будем предполагать отсутствующим.

При выбранных условиях решение задачи может быть типа рэлеевского, с двумя компонентами механического смещения u_x и u_z, ориентированными вдоль направления распространения волны и перпендикулярно плоскости щели соответственно. Система уравнений, описывающих распределение механического смещения и электрического потенциала по обе стороны от щели, имеет вид

$$\rho\ddot{u}_x^{(1,2)}=C_{11}\frac{\partial^2 u_x^{(1,2)}}{\partial x^2}+C_{44}\frac{\partial^2 u_x^{(1,2)}}{\partial z^2}+(C_{13}+C_{44})\frac{\partial^2 u_x^{(1,2)}}{\partial x\,\partial z}-$$
$$-e_{31}\frac{\partial^2\varphi^{(1,2)}}{\partial x\,\partial z}-e_{15}\frac{\partial^2\varphi^{(1,2)}}{\partial x\,\partial z}, \tag{22}$$

$$\rho\ddot{u}_z^{(1,2)}=C_{33}\frac{\partial^2 u_z^{(1,2)}}{\partial z^2}+C_{44}\frac{\partial^2 u_z^{(1,2)}}{\partial x^2}+(C_{44}+C_{13})\frac{\partial^2 u_x^{(1,2)}}{\partial x\,\partial z}-$$
$$-e_{15}\frac{\partial^2\varphi^{(1,2)}}{\partial x^2}-e_{33}\frac{\partial^2\varphi^{(1,2)}}{\partial z^2}, \tag{23}$$

$$\varepsilon\left(\frac{\partial^2\varphi^{(1,2)}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi^{(1,2)}}{\partial z^2}\right)+4\pi\left[e_{15}\frac{\partial^2 u_z^{(1,2)}}{\partial x^2}+e_{33}\frac{\partial^2 u_z^{(1,2)}}{\partial z^2}+\right.$$
$$\left.+(e_{15}+e_{31})\,(\partial^2 u_x^{(1,2)}/\partial x\,\partial z)\right]=0. \tag{24}$$

Соответствующие граничные условия при $z=0$ представляются шестью соотношениями:

$$C_{13}\frac{\partial u_x^{(1,2)}}{\partial x}+C_{44}\frac{\partial u_z^{(1,2)}}{\partial z}-e_{33}\frac{\partial\varphi^{(1,2)}}{\partial z}=0, \tag{25}$$

$$C_{44}\left(\frac{\partial u_z^{(1,2)}}{\partial x}+\frac{\partial u_x^{(1,2)}}{\partial z}\right)-e_{15}\frac{\partial\varphi^{(1,2)}}{\partial x}=0, \tag{26}$$

$$\varphi^{(1)}=\varphi^{(2)}, \tag{27}$$

$$\varepsilon\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial z}+4\pi e_{31}\frac{\partial u_x^{(1)}}{\partial x}+4\pi e_{33}\frac{\partial u_z^{(1)}}{\partial z}=\varepsilon\frac{\partial\varphi^{(2)}}{\partial z}+$$
$$+4\pi e_{31}\frac{\partial u_x^{(2)}}{\partial x}+4\pi e_{33}\frac{\partial u_z^{(2)}}{\partial z}. \tag{28}$$

Система уравнений (22)–(24) с граничными условиями (25)–(28) полностью описывает задачу, однако ее решение в общем виде весьма затруднительно. Поэтому сначала мы в определенных приближениях рассмотрим некоторые общие свойства решений этой системы, а затем воспользуемся приближенным методом типа предложенного в [6].

Считая все переменные величины зависящими от координат и времени по закону $\exp[\varkappa z+i(qx-\omega t)]$, обычным путем получаем дисперсионное уравнение волны в виде

$$D_+\cdot D_-=0, \tag{29}$$

где

$$(30)\qquad D_+ = \begin{vmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ x_4 & x_5 & x_6 \\ x_7 & x_8 & x_9 \end{vmatrix}, \quad D_- = \begin{vmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ x_4 & x_5 & x_6 \\ x_{10} & x_{11} & x_{12} \end{vmatrix}$$

x_i (i=1—12) — некоторые функции ω, q и параметров пьезоэлектрика, явный вид которых мы не выписываем из-за громоздкости (сравни с выражением (8)).

Приравнивая нулю каждый из детерминантов D_+ и D_-, мы, как и в случае чисто сдвиговых волн, получаем два типа решений. При рассмотрении явной зависимости этих решений от координат и времени видно, что одно из них (обозначим его индексом «+») соответствует симметричной волне, в которой механические смещения и электрические потенциалы по обе стороны щели находятся в фазе. Из граничных условий для электрических полей следует, что при $z=0$ $D_z=0$. Таким образом, распределение механических смещений в этой волне такое, какое было бы в распространяющейся вдоль данной поверхности обычной рэлеевской волне, если бы эта поверхность граничила без механического контакта со средой, в которой $\varepsilon=0$. Скорость такой волны v_+ представляет собой характерную скорость, фигурирующую в известных приближенных методах [6, 7], где она обозначается v_0. До сих пор, однако, не было ясно, как ее измерять, и в расчетах обычно использовалось приближенное значение этой скорости для свободной поверхности пьезоэлектрика. Ошибка при таком приближении имеет порядок $1/\varepsilon$, что для кристаллов типа CdS весьма заметно. Измерение скорости рассматриваемой здесь симметричной щелевой волны типа рэлеевской дает точное значение скорости v_0.

Другое решение уравнения (16) соответствует антисимметричной волне типа рэлеевской, в которой механические смещения и электрические поля по обе стороны от щели находятся в противофазе. Из анализа граничных условий видно, что эта волна соответствует распространяющейся вдоль данной поверхности обычной рэлеевской волне при условии, что поверхность металлизована, т. е. при $z=0$ $\varphi=0$, или, иными словами, поверхность как бы граничит со средой, в которой $\varepsilon=\infty$. Соответственно скорость такой волны v_- совпадает с характерной скоростью v_∞, используемой в методах работ [6, 7], и следовательно, также может быть непосредственно измерена.

Таким образом, рассматриваемая нами система, «щель в пьезоэлектрике», является весьма удобной для одновременного измерения обеих характерных скоростей рэлеевских поверхностных волн. Здесь следует заметить, что в приближенных методах [6, 7] фигурирует разность скоростей $v_0-v_\infty \equiv v_+-v_-$ как величина, пропорциональная константе электромеханической связи и характеризующая эффективность пьезоэлектрического взаимодействия для рэлеевских волн. Легко видеть, что эту разность можно непосредственно найти, измеряя пространственные или временные биения между симметричной и антисимметричной щелевыми волнами типа рэлеевских.

Приведем несколько замечаний, касающихся самого приближенного метода Ингебригтсена [6]. В этом методе фигурирует эффективная диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрика $\varepsilon_{eff} = \dfrac{D_z}{q\varphi} \simeq \varepsilon_p \dfrac{v-v_0}{v-v_\infty}$. Можно показать, что точное выражение для ε_{eff} имеет вид

$$(31)\qquad \varepsilon_{eff} = \frac{D_+}{qD_-},$$

т. е. представляет собой отношение дисперсионных детерминантов для симметричной и антисимметричной щелевых волн.

Используя явные выражения для детерминантов D_+ и D_-, можно аналитическим путем вычислить ε_{eff}, что, однако, выходит за рамки настоящей работы. Заметим лишь, что выражение (31) справедливо для поверхностных акустических волн любого типа, в том числе и для чисто сдвиговых волн при соответствующем определении детерминантов D_+ и D_- (см. (8)). Ввиду того, что симметричной чисто сдвиговой щелевой волны при нулевой ширине щели не существует (соответствующий детерминант $D_+\neq 0$), числитель в выражении (31) не может быть представлен в виде первого члена разложения в ряд по разности $v-v_+$, и, следовательно, формулой $\varepsilon_{eff}\simeq\varepsilon_p\dfrac{v-v_0}{v-v}$ для сдвиговых волн пользоваться нельзя (сравни данные [8]).

Электронное поглощение и усиление щелевых волн. Если щелевые волны взаимодействуют с электронами проводимости, то они так же, как и акустические волны любого другого вида, могут испытывать электронное поглощение или, при определенных условиях, электронное усиление. Существуют различные возможности такого взаимодействия. Например, сам пьезоэлектрик может быть пьезополупроводником, скажем, типа CdS или CdSe, или щель в пьезодиэлектрике может быть заполнена полупроводником. Здесь мы рассмотрим именно этот последний случай ввиду его относительной простоты. При этом будем считать, что ширина щели, т.е. толщина пленки полупроводника $2h$, гораздо меньше всех характерных длин (длины волны, дебаевского радиуса и др.), а механический контакт по-прежнему отсутствует.

Системы основных уравнений в этом случае для сдвиговых щелевых волн и щелевых волн типа рэлеевских совпадают соответственно с системами (1)—(2) и (22)—(24). Граничные условия также совпадают с (4)—(6) и (25)—(28) с тем лишь отличием, что в правые части условий для нормальной составляющей электрической индукции (соответственно (6) и (28)) добавляется член $4\pi e\tilde{n}_s$, где e — заряд электрона, и $\tilde{n}_s$ — переменная часть поверхностной плотности электронов, наводимая в пленке полупроводника акустической волной. Величина $\bar{n}_s$ входит в выражение для плотности поверхностного тока $i_s=e\mu n_s E$ (для простоты мы пренебрегаем диффузией), где $n_s=n_{s0}+\tilde{n}_s$ и $E=E_0-\left.\dfrac{\partial\varphi}{\partial x}\right|_{z=0}$, $n_{s0}=n_0 2h$ — равновесная поверхностная плотность электронов, n_0 — равновесная концентрация электронов в пленке, μ — подвижность электронов, а E_0 — внешнее тянущее электрическое поле. Из поверхностного уравнения непрерывности величину $\bar{n}_s$ можно выразить через переменный потенциал в виде

$$\tilde{n}_s=\frac{q^2\mu n_{s0}}{i\omega'}\varphi, \tag{32}$$

где $\omega'=\omega-qv_d$, $v_d=\mu E_0$ — скорость дрейфа электронов. Таким образом, граничные условия (6) и (28) с учетом (32) оказываются замкнутыми (сравни с данными [8]).

Применяя ту же стандартную процедуру, что и выше, дисперсионное уравнение для щелевых волн (как сдвиговых, так и типа рэлеевских) получаем в виде

$$D_+D_-+i(\varepsilon/\beta)D_-^2=0. \tag{33}$$

Здесь $\beta=\dfrac{\omega'\tau_м}{qh}=\dfrac{\omega'\varepsilon}{4\pi e\mu n_{s0}q}$ $\tau_м$ — максвелловское время релаксации электронов в пленке полупроводника, а D_+ и D_- дисперсионные детерминанты для симметричных и антисимметричных щелевых волн, представлен-

ные выражениями (8) или (30). Легко видеть, что это дисперсионное уравнение также имеет два решения. Первое из них отвечает уравнению

$$D_-=0. \tag{34}$$

Оно описыват антисимметричные щелевые волны, которые в данном случае бесконечно тонкой щели (пленки полупроводника) не взаимодействуют с электронами, так как при $z=0$ $\varphi=0$ и продольные электрические поля отсутствуют. Поперечное же переменное электрическое поле волны также не приводит к акустоэлектронному взаимодействию ввиду бесконечно малой толщины пленки. Заметим, что при конечной толщине слоя полупроводника акустоэлектронное взаимодействие антисимметричной щелевой волны с электронами несомненно будет иметь место.

Второе решение отвечает уравнению

$$D_+ + \frac{i\varepsilon}{\beta} D_-=0 \tag{35}$$

и определяет симметричные щелевые волны. Константа затухания этих волн в перпендикулярных щели направлениях $\varkappa_+$ вследствие взаимодействия с электронами оказывается комплексной. Например, в случае сдвиговых симметричных щелевых волн для вещественной части $\varkappa_+$ получаем

$$\operatorname{Re}\varkappa_+ = \frac{\eta q}{1+\beta^2}. \tag{36}$$

Таким образом, взаимодействие с электронами обеспечивает существование симметричной чисто сдвиговой щелевой волны и для щели нулевой толщины, в отличие от рассмотренного выше случая. Легко видеть, что структура и свойства этой волны не изменяются и при наличии механического контакта между обеими поверхностями пьезоэлектрика и полупроводниковым слоем, ибо соответствующие граничные условия непрерывности механических смещений и напряжений здесь автоматически выполняются.

Легко видеть также, что при $\omega=qv_d$ (т. е. при $v_d=v_s$, где v_s — фазовая скорость рассматриваемой волны) или при $n_{s0}\to\infty$ $\beta\to 0$ и глубина проникновения у симметричной сдвиговой щелевой волны оказывается такой же, как и у антисимметричной сдвиговой щелевой волны. Это вполне понятно, так как указанные условия соответствуют стремлению к бесконечности вещественной части комплексной электропроводности пленки, т. е. по сути дела металлизации поверхности.

В силу малости затухания чисто сдвиговых щелевых волн в направлениях от щели ($\varkappa\sim\eta$) коэффициент электронного поглощения (или усиления) этих волн оказывается величиной второго порядка малости по константе электромеханической связи η и мы его здесь не выписываем.

Что же касается симметричных щелевых волн типа рэлеевских, то из уравнения (33), используя аппроксимацию [6], обычным путем получаем для коэффициента электронного поглощения (или усиления) волны α следующее выражение:

$$\alpha=-a\frac{v_0-v_\infty}{v_0}\frac{\beta}{1+\beta^2} \tag{37}$$

Видно, что при $\beta<0$ (т. е. при $v_d>v_s$) электронное поглощение щелевых волн переходит в усиление, причем величина усиления оказывается того же порядка, что и для рэлеевских поверхностных акустических волн.

В заключение можно сказать следующее. Как уже отмечалось, измерение параметров рассмотренных в настоящей работе симметричных и антисимметричных щелевых поверхностных волн может дать важные сведения о константах, характеризующих эффективность акустоэлектрон-

ного взаимодействия в пьезоэлектрическом материале. Помимо этого щелевые волны наряду с известными ПАВ могут представить интерес для создания акустоэлектронных приборов. Естественным преимуществом этих волн является возможность защиты поверхности щели, вдоль которой они распространяются, от вредного влияния атмосферы, в то время как воздействие электрических, оптических и других сигналов на эти волны, и в частности их возбуждение и прием, могут осуществляться практически также легко, как и в случае обычных поверхностных акустических волн.

Наконец, заметим, что щелевые акустические волны могут в принципе распространяться вдоль щели между различными пьезоэлектрическими материалами, однако условия их существования зависят от соотношения характерных параметров этих материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. A. Auld.* Acoustic Fields and Waves in Solids. Wiley-Interscience, New York, 1973.
2. *Yu. V. Gulyaev, V. P. Plessky.* Shear surface acoustic waves in dielectrics in the presence of an electric field. Phys. Letters, 1976, *56A*, 6, 491—492.
3. *Г. Н. Бурлак, Н. Я. Коцаренко, С. В. Кошевая.* Поверхностные акустические волны на границе раздела двух сред, обусловленные электрострикцией. Физ. тв. тела, 1976, *18*, 5, 1222—1225.
4. *Ю. В. Гуляев.* Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах. Письма в ЖЭТФ, 1969, *9*, 1, 63—65.
5. *J. L. Bleustein.* A new surface wave in piezoelectrical materials. Appl. Phys. Lett., 1968, *13*, 12, 412—413.
6. *K. A. Ingebrigtsen.* Surface waves in piezoelectrics. J. Appl. Phys., 1969, *40*, 6, 2681—2686.
7. *J. J. Campbell, W. R. Jones.* A method for estimating optimal crystal cuts and propagation directions for excitation of piezoelectric surface waves. IEEE Trans. Sonics Ultrason., oct. 1968, *SU-15*, 209—218.
8. *C. A. A. J. Greebe, P. A. van Dalen, T. J. B. Swanenburg, J. Wolter.* Electric coupling properties of acoustic and electric surface waves. Phys. reports, 1971, *1C*, 5, 235—273.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила
28 июля 1976 г.