АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XV 1969 Вып. 2

УДК 534.232

АКУСТИКОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ В ПЬЕЗОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИЕМНИКАХ НА РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЕ

Е. К. Грищенко

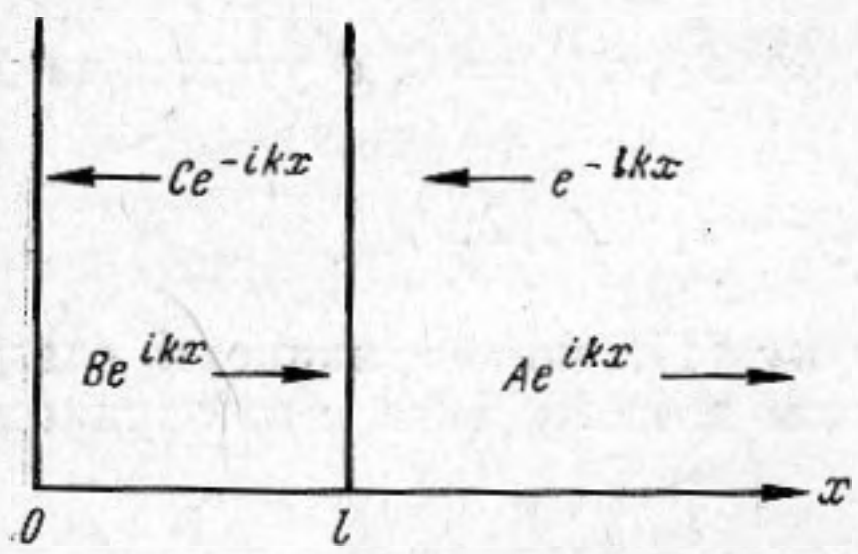
На основании уравнений электродинамики и уравнений движения в сплошной среде рассмотрена задача о преобразовании акустической энергии в электрическую пьезодиэлектрическим и пьезополупроводниковым преобразователями с произвольной нагрузкой на электрической стороне.

В связи с применением в настоящее время в акустике высокочастотных пьезодиэлектрических и пьезополупроводниковых преобразователей представляется интересным рассмотреть энергетику их работы в режимах излучения и приема. Такая постановка задачи связана с особенностями измерения электрических величин и спецификой работы преобразователей на высоких частотах. В частности, эффективность работы преобразователей на частотах гигагерцевого диапазона приходится оценивать не по изменению уровня сигнала при двойном преобразовании, как это принято делать, скажем, для низкочастотных линий задержки [1, 2], а с энергетической точки зрения [3]. Кроме того, энергетический подход может оказаться полезным при рассмотрении вопросов электрического согласования и подавления ложных сигналов в ультразвуковых линиях задержки, а также для целей дефектоскопии.

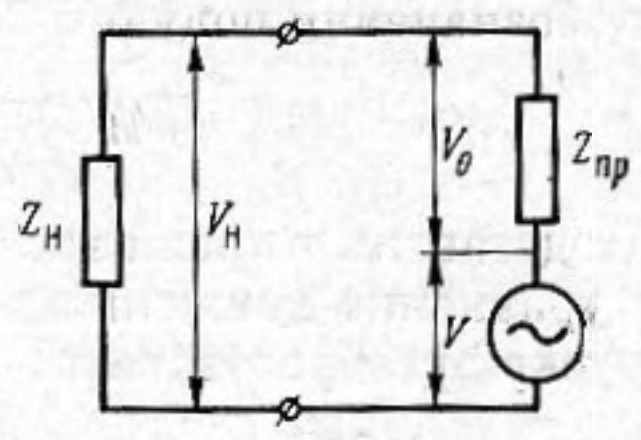
Первая часть задачи, относящаяся к энергетике работы пьезодиэлектрического преобразователя в режиме излучения, рассматривалась во многих работах, в частности строго и в достаточно общем виде в работах [4, 5]. В большинстве практических случаев соответственные решения могут быть обобщены на пьезополупроводники путем введения в эквивалентную схему преобразователя сопротивления электрических потерь [6]. Обратная задача о преобразовании акустической энергии в электрическую рассмотрена в литературе либо в приближении волнового фильтра, нагруженного на характеристическое сопротивление [7], либо на основании теории многополюсников [1, 8, 9]. Оба подхода заведомо исключают рассмотрение зависимости параметров звукового поля в пьезоактивной и пассивной средах от параметров электрической нагрузки приемника. В данной работе обратная задача о преобразовании акустической энергии в электрическую пьезодиэлектрическим преобразователем с произвольной нагрузкой на электрической стороне рассматривается в более общем виде на основании уравнений электродинамики и уравнений движения в сплошной среде. Результаты решения обратной задачи обобщены на случай пьезополупроводников введением сопротивления электрических потерь.

Рассмотрим интегральную структуру, состоящую из пьезодиэлектрического слоя толщиной l, граничащего с одной стороны с вакуумом, а с другой, нагруженного на полубесконечную среду с тем же волновым сопротивлением, но не обладающую пьезоэлектрическими свойствами (фиг. 1). Такая структура, в частности, хорошо моделирует высокоомный слой пьезополупроводника, образованный на низкоомном пьезополупроводнико-

вом образце того же типа. При этом мы не учитываем зависимость упругих параметров среды от ее электрической проводимости, учет которой дает поправку к скорости распространения упругих волн порядка квадрата коэффициента электромеханической связи [10]. Будем рассматривать рас-



Фиг. 1



Фиг. 2

пространение упругих волн лишь в тех кристаллографических направлениях, в которых это распространение описывается скалярными уравнениями [10]. Направим ось x-в внутрь образца, а его поперечные размеры будем считать столь большими по сравнению с длиной звуковой волны, что краевыми эффектами и относительными деформациями в направлении, перпендикулярном оси x, можно пренебречь. Пусть на границу раздела ($x = l$) нормально падает плоская звуковая волна с единичной амплитудой смещения. Если помечать индексом 1 величины, относящиеся к пьезоактивной среде, а индексом 2 — величины, относящиеся к пассивной среде, то справедливы следующие скалярные уравнения:

$$T_1(x,t) = C^E \frac{\partial U_1(x,t)}{\partial x} - eE_1(x,t), \tag{1}$$

$$T_2(x,t) = C^E \frac{\partial U_2(x,t)}{\partial x}, \tag{2}$$

$$D_1(x,t) = e\frac{\partial U_1(x,t)}{\partial x} + \varepsilon E_1(x,t), \tag{3}$$

$$\operatorname{Div} D_1(x,t) = 0. \tag{4}$$

Здесь T — механическое напряжение, U — смещение, C^E — константа упругости при постоянном электрическом поле, D — электрическая индукция, E — напряженность электрического поля, e — пьезоконстанта, ε — диэлектрическая проницаемость.

Из формул (3) и (4) следует, что

$$E_1(x,t) = -\frac{e}{\varepsilon}\frac{\partial U_1(x,t)}{\partial x} + E_{01}(t), \tag{5}$$

причем постоянную интегрирования $E_{01}(t)$ можно рассматривать как не зависящую от координаты составляющую электрического поля, обусловленную электрической нагрузкой преобразователя. В самом деле, $E_{01}(t)$ должно обращаться в нуль в случае электрически ненагруженного преобразователя, т. е. при $D_1(x,t) = 0$. Далее, $E_{01}(t) = \frac{V_0(t)}{l}$, где $V_0(t) =$

$$= V(t) - V_н(t) = V(t)\cdot\frac{Z_{пр}}{Z_{пр} + Z_н} = V(t)\cdot Z \text{ (фиг. 2)}.$$

Здесь $V(t)$ — э.д.с. преобразователя, $V_н(t)$ — падение напряжения на внешней электрической нагрузке преобразователя, $V_0(t)$ — падение

напряжения на преобразователе, $Z_{пр}$ и $Z_н$ — электрические импеданцы преобразователя и нагрузки соответственно. При этом $V(t) = -\int_0^t E_{D_1}(x,t)\,dx$, где $E_{D_1}(x,t)$ — электрическое поле преобразователя при $D_1(x,t) = 0$. Полагая в формуле (3) $D_1(x,t) = 0$, с учетом введенных обозначений получим

$$E_{01}(t) = \frac{e}{\varepsilon l}[U_1(l,t) - U_1(0,t)]Z. \tag{6}$$

Подставляя выражение (5) в формулу (1), можно написать следующее уравнение движения в слое с учетом пьезоэффекта и электрической нагрузки преобразователя:

$$\rho\frac{\partial^2 U_1(x,t)}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}\left[C^E(1+K^2)\frac{\partial U_1(x,t)}{\partial x} - eE_{01}(t)\right]; \tag{7}$$

аналогично для пассивной среды получим

$$\rho\frac{\partial^2 U_2(x\ t)}{\partial t^2} = C^E\frac{\partial^2 U_2(x,t)}{\partial x^2}, \tag{8}$$

где ρ — плотность среды, K — коэффициент электромеханической связи.

Тот факт, что акустические сопротивления пьезоактивной и пассивной сред приняты одинаковыми, соответствует случаю, часто реализуемому на практике. Одновременно эта идеализация значительно упрощает дальнейшие выкладки. При различных акустических сопротивлениях активной и пассивной сред общий ход рассуждений сохраняется.

Поскольку $\partial E_{01}(t) / \partial x = 0$, уравнение (7) переходит в обычное волновое уравнение с учетом пьезоэффекта, а решения уравнений (7), (8) для гармонической зависимости смещений от времени можно представить в виде

$$u_1(x) = Be^{ikx} + Ce^{-ikx}, \qquad u_2(x) = Ae^{ikx} + e^{-ikx}, \tag{9}$$

где $U_{1,2}(x,t) = u_{1,2}(x)e^{-i\omega t}$, k — волновое число, A, B и C — коэффициенты, определяемые из следующих граничных условий: $T_1(l) = T_2(l)$, $u_1(l) = u_2(l)$, $T_1(0) = 0$. Здесь и ниже временной множитель мы опускаем.

С учетом формул (1), (2), (5), (6) и (9) граничные условия принимают вид

$$(Be^{ikl} - Ce^{-ikl})(1+K^2) - \frac{K^2Z}{ikl}(Be^{ikl} + Ce^{-ikl} - B - C) = Ae^{ikl} - e^{-ikl},$$

$$Be^{ikl} + Ce^{-ikl} = Ae^{ikl} + e^{-ikl},$$

$$(B - C)(1+K^2) - \frac{K^2Z}{ikl}(Be^{ikl} + Ce^{-ikl} - B - C) = 0.$$

Решая совместно три полученных уравнения при $kl = \pi$ (полуволновый пьезоэлектрический слой) и отделяя действительные и мнимые части коэффициентов, получим

$$\operatorname{Re} A = \frac{1 - \beta^2(Z_1^2 + Z_2^2)}{(1+\beta Z_2)^2 + (\beta Z_1)^2}, \tag{10}$$

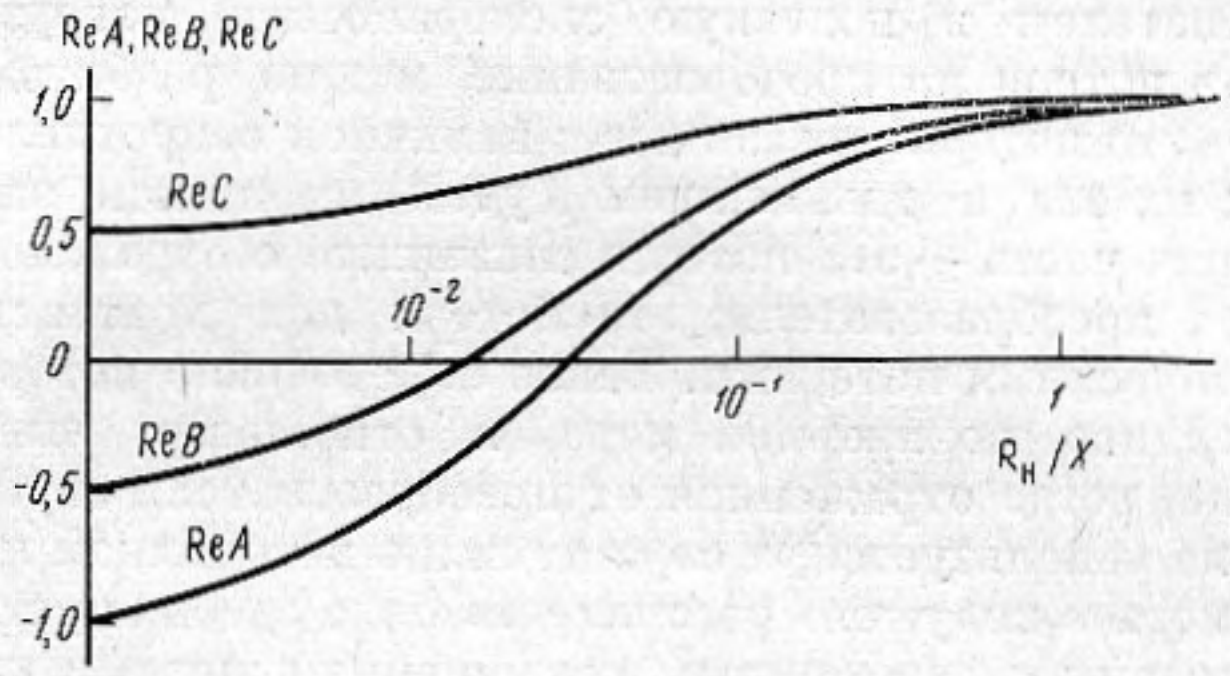
$$\operatorname{Re} B = \frac{1 - \alpha\beta(Z_1^2 + Z_2^2) + Z_2(\beta - \alpha)}{(1+\beta Z_2)^2 + (\beta Z_1)^2}, \tag{11}$$

$$\operatorname{Re} C = \frac{1 + \alpha\beta(Z_1^2 + Z_2^2) + Z_2(\beta + \alpha)}{(1+\beta Z_2)^2 + (\beta Z_1)^2}. \tag{12}$$

Здесь через α и β обозначены величины: $\alpha = 2K^2 / \pi(1 + K^2)$, $\beta = 4K^2 / \pi$, а Z_1 и Z_2 связаны с электрическими параметрами преобразователя и нагрузки следующим образом:

$$Z_1 = \frac{(X_н + X)X}{(R_н + R)^2 + (X_н + X)^2}, \quad Z_2 = \frac{(R_н + R)X}{(R_н + R)^2 + (X_н + X)^2}, \tag{13}$$

где $Z_{пр} = iX$, $Z_н = (R_н + R) + iX_н$, X и $X_н$ — реактивные части электрических импеданцев преобразователя и нагрузки соответственно, а $R_н + R$ — активная часть электрического импеданца нагрузки. Другими



Фиг. 3

словами, электрические потери преобразователя мы здесь учитываем в виде сопротивления потерь R, включенного последовательно с сопротивлением полезной нагрузки $R_н$. Заметим, что аналитическая зависимость сопротивления потерь от электроакустических характеристик пьезополупроводниковых преобразователей рассмотрена в работе [11].

Исследуем поведение коэффициентов A, B и C, характеризующих поле упругой волны, в зависимости от величины электрической нагрузки и электрических потерь преобразователя. Если статическая емкость приемника не компенсируется на резонансной частоте соответствующей индуктивностью, то следует положить $X_н = 0$. Тогда из формул (10), (11), (12) и (13) следует, что $\mathrm{Re}\,A \approx \mathrm{Re}\,B \approx \mathrm{Re}\,C \approx 1$ при $K^2 \ll 1$. При этом почти вся звуковая энергия отражается от преобразователя, как от абсолютно мягкой стенки при любых параметрах $R_н$ и R.

Пусть теперь $X_н = -X$. При такой компенсации статической емкости преобразователя индуктивностью $Z_1 = 0$, а формулы (10), (11) и (12) принимают вид

$$\mathrm{Re}\,A = \frac{1 - \beta Z_2}{1 + \beta Z_2}, \tag{14}$$

$$\mathrm{Re}\,B = \frac{1 - \alpha\beta Z_2^2 + Z_2(\beta - \alpha)}{(1 + \beta Z_2)^2}, \tag{15}$$

$$\mathrm{Re}\,C = \frac{1 + \alpha\beta Z_2^2 + Z_2(\beta + \alpha)}{(1 + \beta Z_2)^2}. \tag{16}$$

На фиг. 3 представлена зависимость действительных частей коэффициентов A, B и C от величины электрической нагрузки преобразователя при $R = 0$ и $K = 0{,}154$, рассчитанная по формулам (14), (15) и (16). Нетрудно видеть, что сдвигом кривых относительно начала координат влево на величину R / X можно построенный график распространить и на случай $R \neq 0$, поскольку $R_н$ и R входят в формулы (13) равноправно. Из

фиг. 3 следует, что при $R_н + R = 0$ преобразователь ведет себя по отношению к внешней среде как абсолютно жесткая, а при $R_н + R \to \infty$ как абсолютно мягкая стенка. Из формулы (14) следует также, что звуковая энергия может полностью переходить в электрическую при $Z_2 = 1 / \beta$, или при $R_н + R = X^2 / R_0$, где R_0 — сопротивление излучения преобразователя, пересчитанное в электрическое (здесь мы учли, что на резонансной частоте $\beta = X / R_0$ [6]).

Если потери на преобразование в режиме приема характеризовать величиной δ, представляющей отношение потока акустической энергии в падающей на преобразователь волне к электрической мощности, отдаваемой преобразователем в полезную электрическую нагрузку, то чисто условно полные потери на преобразование можно разбить на две части. Первая часть — это потери, связанные с наличием сопротивления электрических потерь; их мы в дальнейшем будем именовать электрическими потерями. Вторая часть — это потери, связанные с отражением акустической энергии от преобразователя; эти потери для краткости мы будем называть акустическими потерями. Такое определение потерь на преобразование справедливо, по крайней мере, в отношении линий задержки с двумя входами, когда отраженная от преобразователя звуковая энергия в дальнейшем не используется, а служит лишь источником ложных сигналов. Следует иметь в виду, что рассматриваемые здесь акустические потери никак не связаны с решеточным поглощением звука в кристалле, или акустическими потерями, в терминах классической акустики. Решеточное поглощение звука в данной работе не рассматривается и не учитывается. Нетрудно видеть, что величина, обратная δ, является по существу коэффициентом полезного действия приемника.

Согласно введенному определению, величину потерь на преобразование δ можно представить в виде

$$\delta = 10 \lg \frac{P_{эл.\,н} + P_{эл.\,п} + P_{ак.\,п}}{P_{эл.\,н}}, \tag{17}$$

где $P_{эл.\,н}$ — полезная электрическая мощность, отдаваемая преобразователем в нагрузку, $P_{эл.\,п}$ — электрическая мощность, рассеиваемая на сопротивлении потерь R, и $P_{ак.\,п}$ — поток энергии в отраженной от преобразователя волне. При этом

$$P_{эл.\,н} = \frac{1}{2} \frac{V^2 R_н}{|Z_н + Z_{пр}|^2}, \quad P_{эл.\,п} = \frac{1}{2} \frac{V^2 R}{|Z_н + Z_{пр}|^2},$$

$$P_{ак.\,п} = \frac{1}{2} \rho c S \omega^2 (\operatorname{Re} A)^2,$$

где c — скорость звука в среде, S — площадь преобразователя, ω — циклическая частота, $|Z_н + Z_{пр}|^2 = (R_н + R)^2 + (X_н + X)^2$.

Подставляя написанные выражения в формулу (17), мы получим, с учетом введенных обозначений, при произвольной нагрузке на электрической стороне преобразователя

$$\delta = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{R}{R_н} + \frac{[1 - \beta^2 (Z_1^2 + Z_2^2)]^2 |Z_н + Z_{пр}|^2}{4 \beta R_н X (1 + \beta Z_2)^2} \right\}. \tag{18}$$

Из формул (17) и (18) следует, что второй член в фигурных скобках (18) является ответственным за электрические, а третий член — за акустические потери преобразователя. Если статическая емкость преобразователя компенсируется, т. е. $X_н = -X$, то формула (18) принимает более простой вид:

$$\delta = 10 \lg \left[1 + \frac{R}{R_н} + \frac{(R_н + R - \beta X)^2}{4 \beta R_н X} \right]. \tag{19}$$

Из формул (14) и (19) следует, что акустические потери преобразователя обращаются в нуль вместе с $\mathrm{Re}\,A$, т. е. при $R_н + R = \beta X$. Подставляя $R_н + R = \beta X$ в формулу (19), получим

$$\delta = 10\lg\left[1 + \frac{R}{\beta X - R}\right]. \tag{20}$$

Из формулы (19) следует, что выбирая соответствующим образом электрическую нагрузку преобразователя, можно избавиться от отраженной звуковой волны, если $R < \beta X$. При этом из формулы (20) следует, что при R, близких по величине к βX, электрические потери становятся слишком большими. Величина нагрузки $R_н = \beta X - R$ не является оптимальной с точки зрения полных потерь на преобразование. Исследование выражения (19) на экстремум показывает, что минимум потерь на преобразование имеет место при $R_н = \beta X + R$.

Подставляя оптимальное значение сопротивления нагрузки в формулу (19), получим

$$\delta = 10\lg\left[1 + \frac{R}{\beta X}\right] = 10\lg\left[1 + \frac{RR_0}{X^2}\right]. \tag{21}$$

Выражение (21) полностью совпадает с выражением для электрических потерь пьезополупроводникового преобразователя в режиме излучения и отличается от приближенного выражения потерь в режиме приема, полученных в работе [6]. В обозначениях, принятых в данной работе, выражение потерь на преобразование в режиме приема, полученное в [6] на основании обращенной эквивалентной схемы излучателя, имеет вид

$$\delta = 10\lg\left[1 + \frac{R}{R_н} + \frac{(R_н + R)^2}{R_н \beta X}\right]. \tag{22}$$

Из сравнения формул (19) и (22) видно, что написанные выражения отличаются членами, ответственными за отражение акустической энергии от преобразователя. Это различие обусловлено тем, что упрощенная эквивалентная схема приемника в работе [6], являясь системой с сосредоточенными параметрами, хорошо моделирует работу преобразователя (системы с распределенными параметрами) только в режиме электрически слабо нагруженного приемника, т. е. при $R_н \to \infty$. При конечных значениях сопротивления нагрузки общепринятая эквивалентная схема приемника неправильно учитывает потери, связанные с отражением акустической энергии от преобразователя.

На основании формулы (19) интересно проследить, как изменяется величина вклада электрических и акустических потерь в полные потери на преобразование от R и βX для оптимального значения нагрузки. Пусть $R \ll \beta X$; тогда $R_н \approx \beta X$. Этот случай, например, имеет место, когда преобразователем является высокоомная пленка пьезополупроводника [11]. Тогда

$$\delta = 10\lg\left[1 + \frac{R}{\beta X} + \frac{1}{4}\left(\frac{R}{\beta X}\right)^2\right],$$

и основной вклад дают электрические потери. При $R \gg \beta X$, $R_н \approx R$. Этот случай характерен для преобразователя с диффузионным слоем [11]. При этом

$$\delta = 10\lg\left[1 + 1 + \frac{R}{\beta X}\right]$$

и большая часть энергии теряется вследствие отражения волны от преобразователя.

Таким образом, полученные результаты позволяют утверждать следующее:

1. При преобразовании акустической энергии в электрическую преобразователем с произвольной нагрузкой на электрической стороне вклад в потери на преобразование могут вносить как электрическая, так и акустическая сторона приемника.

2. Величина и характер потерь на преобразование в режиме приема существенно зависят не только от параметров преобразователя, но и от параметров его электрической нагрузки.

В процессе выполнения настоящей работы автор пользовался ценными советами покойного профессора Л. Д. Розенберга.

Автор выражает благодарность А. А. Чабану и И. П. Голяминой за полезное обсуждение данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Гончаров. К теории пьезопреобразователей. Акуст. ж., 1958, 4, 1, 37—46.
2. А. Г. Соколинский, Ю. М. Сухаревский. Магниевые ультразвуковые линии задержки. М., «Сов. радио», 1966.
3. А. Н. Чернец, Е. М. Ганапольский, Н. Л. Кенигсберг, В. Е. Попов, А. Я. Невелев. Тонкопленочные гиперзвуковые преобразователи на основе CdS. Приборостр. и техн. эксперимента, 1968, 4, 137—141.
4. Н. Н. Андреев. О колебаниях кварцевой пластинки по толщине. Ж. техн. физ., 1932, 2, 1, 119—124.
5. Л. Я. Гутин. Пьезоэлектрические излучатели в приемники. Ж. техн. физ., 1946 16, 1, 39—54.
6. Е. К. Грищенко. Электрические потери пьезополупроводниковых преобразователей. Тр. VI Всесоюзной акустической конференции, М., 1968.
7. R. N. Thurston. Effect of electrical and mechanical terminating resistances on loss and bandwidth according to the conventional equivalent circuit of a piezoelectric transducers. IRE Trans. Ultras. Eng., 1960, UE-7, 1, 16—25.
8. А. А. Харкевич. Теория преобразователей. М.— Л., Госэнергоиздат, 1948.
9. И. Г. Русаков. Пьезоэлектрический преобразователь высокой частоты. Ж. техн. физ., 1943, 13, 9—10, 483—501.
10. A. R. Hutson, D. L. White. Elastic wave propagation in piezoelectric semiconductors. J. Appl. Phys., 1962, 33, 1, 40—47.
11. Е. К. Грищенко. Об особенностях электроакустических характеристик пьезополупроводниковых преобразователей. Тр. VI Всесоюзной акустической конференции, М., 1968.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
26 мая 1968 г.