АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVII 1981 Вып. 5

УДК 534.26

ВЗАИМНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СДВИГОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЕМНЫХ ВОЛН НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ГРАНИЦЫ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Лапин А. Д.

Исследовано влияние формы периодических неоднородностей границы на эффективность преобразования поверхностной волны в объемную и наоборот.

Сдвиговые поверхностные электроакустические волны (СПЭАВ) [1, 2] представляют большой интерес для акустоэлектроники. Дело в том, что акустоэлектронные приборы на этих волнах могут эффективно работать и в диапазоне СВЧ. Известно [3–5], что эффективные возбуждение и прием поверхностных волн можно осуществить при помощи преобразователей, основным элементом которых является дифракционная решетка. В связи с этим представляет интерес задача о взаимном преобразовании сдвиговых поверхностных и объемных волн на периодических неоднородностях границы твердого тела. Для строго синусоидальных неоднородностей эта задача решена в работе [6] методом «связанных мод» [7]. Ниже дано ее решение для любых периодических неоднородностей и исследовано влияние их формы на эффективность преобразования. Расчет резонансного рассеяния волн выполнен на основе модифицированной теории возмущений [8, 9] при учете членов второго порядка малости по амплитуде неоднородностей.

Пусть пьезоэлектрик класса $C_{6v}(\equiv 6mm)$ занимает полупространство $y<0$ и его гексагональная ось совпадает с осью z. Сверху пьезоэлектрик ограничен идеально проводящей плоскостью $y=0$, имеющей малую инерциальную нагрузку с поверхностной плотностью $\mu(x)$, где $\mu(x)$ – периодическая функция координаты x. Требуется найти электроакустическое поле в этом пьезоэлектрике, удовлетворяющее следующим условиям: 1) поле ограничено при $x\to\infty$; 2) при стремлении инерциальной нагрузки к нулю поле переходит (при наличии сколь угодно малого поглощения в среде) в сдвиговую поверхностную электроакустическую волну, распространяющуюся вдоль оси x.

Модель инерциальной нагрузки приближенно описывает распространение сдвиговой поверхностной волны вдоль границы твердого полупространства, нагруженного тонкой пленкой, при $c_{t0}<c_t$, где c_{t0} и c_t – скорости поперечных волн в пленке и в полупространстве. Из работы [10] следует, что влияние тонкой пленки на распространение сдвиговой поверхностной волны в полупространстве эквивалентно действию эффективной инерциальной нагрузки с поверхностной плотностью μ, равной $\rho_0 h(1-c_{t0}^2/c_t^2)$, где h и ρ_0 – толщина пленки и плотность среды в ней.

Обозначим через u и Φ смещение частиц среды вдоль оси z и потенциал электрического поля в пьезоэлектрике. Согласно работе [11], электроакустическое поле описывается уравнениями

$$c\Delta u+\omega^2\rho u+e\Delta\Phi=0,\ \varepsilon\Delta\Phi-e\Delta u=0, \tag{1}$$

где $e=e_{14}$ — пьезоэлектрическая константа, $\varepsilon=\varepsilon_{11}$ — диэлектрическая проницаемость, $c=c_{44}$ — модуль упругости, ρ — плотность среды.

При отсутствии инерциальных неоднородностей ($\mu=0$) напряжение σ_{yz} и потенциал Φ обращаются в нуль при $y=0$ (невесомая идеально проводящая пленка заземлена) и СПЭАВ, бегущая вдоль оси x, описывается выражениями (см. работу [1])

$$
(2)\qquad
\begin{aligned}
&u_0(x, y)=M\exp(i\xi x+K^2\xi y),\\
&\Phi_0(x, y)=(e/\varepsilon)\{u_0(x, y)-M\exp(i\xi x+\xi y)\},
\end{aligned}
$$

где $K^2=(e^2/\varepsilon)(c+e^2/\varepsilon)^{-1}$ — квадрат коэффициента электромеханической связи, M — амплитуда волны.

Инерциальная нагрузка на поверхности пьезоэлектрика изменяет лишь граничное условие для акустического поля — вместо равенства напряжения σ_{yz} нулю при $y=0$ должно выполняться соотношение

$$
(3)\qquad \{\sigma_{yz}\}_{y=0}=\omega^2\mu(x)u(x, 0);
$$

граничное условие для электрического поля остается прежним

$$
(4)\qquad \Phi(x, 0)=0.
$$

При малой инерциальной нагрузке электроакустическое поле (u, Φ) в пьезоэлектрике ищем методом малых возмущений. Малым параметром является величина, равная отношению $\max|\mu|$ к плотности ρ пьезоэлектрика, умноженной на длину поверхностной волны. Выберем нулевое приближение $(u^{(0)}, \Phi^{(0)})$ таким образом, чтобы оно учитывало основную часть полного поля. Структура поля (u, Φ) зависит от периода инерциальных неоднородностей. Пусть функция $\mu(x)$, описывающая неоднородности, имеет период $2\pi/Q$. Разложим эту функцию в ряд Фурье

$$
(5)\qquad \mu(x)=\mu_0+\sum_{n=1}^{\infty}\{\mu_n\exp(inQx)+\mu_n^*\exp(-inQx)\},
$$

где

$$
\mu_n=\frac{Q}{2\pi}\int_0^{2\pi/Q}\mu(x)\exp(-inQx)\,dx,
$$

и предположим, что выполняется соотношение $|\mu_{n(>2)}|\leqslant|\mu_1|\sim\mu_0>0$.

Рассчитаем поле в пьезоэлектрике с инерциальными неоднородностями на границе, имеющими период, равный или близкий длине поверхностной волны ($|\xi-Q|\ll Q=\xi^0$, где ξ^0 — волновое число на частоте ω^0). При таких неоднородностях происходит резонансное отражение, поэтому нулевое приближение, учитывающее основную часть полного поля, будем искать в виде

$$
(6)\qquad
\begin{aligned}
&u^{(0)}=M\exp(i\xi_{+1}x+\alpha_{+1}y)+N\exp(i\xi_{-1}x+\alpha_{-1}y),\\
&\Phi^{(0)}=(e/\varepsilon)\{u^{(0)}-M\exp(i\xi_{+1}x+\xi_{+1}y)-N\exp(i\xi_{-1}x-\xi_{-1}y)\},
\end{aligned}
$$

где

$$
\begin{aligned}
&\xi_{+1}=\xi+\chi=\xi^0+\delta,\ \xi_{-1}=\xi+\chi-2\xi^0=-\xi^0+\delta,\\
&\delta=\xi-\xi^0+\chi,\ |\delta|\ll\xi^0,\ \alpha_{\pm1}=\sqrt{\xi_{\pm1}{}^2-k_t{}^2},\\
&\operatorname{Re}\alpha_{\pm1}>0,
\end{aligned}
$$

k_t — волновое число чисто сдвиговой объемной волны. Параметры δ и N/M будут определены ниже из требований ограниченности поля при $x\to\infty$ и малости поправки по сравнению с нулевым приближением.

Нулевое приближение удовлетворяет соотношениям (1), (4) и не удовлетворяет граничному условию (3). Поле (u, Φ) представим в виде суммы полей нулевого $(u^{(0)}, \Phi^{(0)})$, первого $(u^{(1)}, \Phi^{(1)})$ и второго $(u^{(2)}, \Phi^{(2)})$ приближений, где $(u^{(1)}, \Phi^{(1)})$ — решение уравнений (1), удовлетворяющее граничным условиям (4) и

$$[\sigma_{yz}^{(1)}]_{y=0}=[\omega^2\mu(x)u^{(0)}(x,0)]'. \tag{7}$$

В этой формуле штрихом отмечено выражение, в котором исключены резонансные гармоники $\exp[i(\xi^0+\delta)x]$ и $\exp[i(-\xi^0+\delta)x]$.

Пользуясь соотношениями (3) и (7), мы получим граничное условие для $(u^{(2)}, \Phi^{(2)})$

$$[\sigma_{yz}^{(2)}]_{y=0}=\{[\omega^2\mu(x)u^{(1)}(x,0)]+[\omega^2\mu(x)u^{(0)}(x,0)]''-[\sigma_{yz}^{(0)}]_{y=0}\}, \tag{8}$$

где двумя штрихами отмечено выражение, в котором берутся только резонансные гармоники $\exp[i(\xi^0+\delta)x]$ и $\exp[i(-\xi^0+\delta)x]$.

Поля $(u^{(1)}, \Phi^{(1)})$ и $(u^{(2)}, \Phi^{(2)})$ можно найти методом Фурье. При учете формул (5) и (6) правую часть в соотношении (7) можно представить в виде суммы гармоник. Среди них нет резонансных гармоник $\exp[i(\xi^0+$ $+\delta)x]$ и $\exp[i(-\xi^0+\delta)x]$, поэтому поле $(u^{(1)}, \Phi^{(1)})$ будет малой величиной первого порядка по амплитуде неоднородностей. Согласно методу Фурье, поле $u^{(1)}$ есть набор плоских волн

$$\begin{aligned} u^{(1)}(x,y)&=B_0\exp[i(\delta x-\sqrt{k_t^2-\delta^2 y})]+\\ &+\sum_{n=1}^{\infty}\{B_{(n+1)}\exp[i\xi_{(n+1)}x+\alpha_{(n+1)}y]+\\ &+B_{-(n+1)}\exp[i\xi_{-(n+1)}x+\alpha_{-(n+1)}y]\}, \end{aligned} \tag{9}$$

где обозначено

$$\xi_{\pm(n+1)}=[\pm(n+1)Q+\delta],\quad B_0=\frac{k_t^2}{\rho D_0}[\mu_1^* M+\mu_1 N],$$

$$B_{(n+1)}=\frac{k_t^2}{\rho D_{(n+1)}}[\mu_n M+\mu_{(n+2)}N],$$

$$B_{-(n+1)}=\frac{k_t^2}{\rho D_{-(n+1)}}(\mu_n^* N+\mu_{(n+2)}^* M],$$

$$D_0=-[i\sqrt{k_t^2-\delta^2}+K^2\delta],\ D_{\pm(n+1)}=[\alpha_{\pm(n+1)}\mp K^2\xi_{\pm(n+1)}],$$

$$\alpha_{\pm(n+1)}=\sqrt{\xi_{\pm(n+1)}^2-k_t^2},\quad \operatorname{Re}\alpha_{\pm(n+1)}>0.$$

Мы не приводим соответственное выражение для $\Phi^{(1)}$, так как оно не потребуется при дальнейших выкладках.

Аналогичным способом можно рассчитать поле $(u^{(2)}, \Phi^{(2)})$. При учете формул (5), (6) и (9) правую часть в соотношении (8) представим в виде суммы гармоник. В эту сумму входят нерезонансные и резонансные гармоники. Амплитиды спектров, соответствующих нерезонансным гармоникам, всегда будут малыми (порядка μ^2) величинами. Резонансные гармоники $\exp[i(\xi^0+\delta)x]$ и $\exp[i(-\xi^0+\delta)x]$ ответственны за создание СПЭАВ, распространяющихся соответственно в положительном и в отрицательном направлениях оси x. При произвольных M и N амплитуды этих волн будут бесконечно большими. Подберем постоянные M и N таким образом, чтобы коэффициенты возбуждения СПЭАВ обратились в нуль. В результате мы получим систему однородных алгебраических уравнений для

M и N

(10)
$$M\left\{\left[\mu_0-\frac{\rho}{k_t^2}D_1\right]+\left[i\frac{k_t^0}{\rho}|\mu_1|^2+H\right]\right\}+N\left\{\mu_2+\left[i\frac{k_t^0}{\rho}\mu_1^2+R\right]\right\}=0,$$
$$M\left\{\mu_2^*+\left[i\frac{k_t^0}{\rho}\mu_1^{*2}+R^*\right]\right\}+N\left\{\left[\mu_0-\frac{\rho}{k_t^2}D_{-1}\right]+\left[i\frac{k_t^0}{\rho}|\mu_1|^2+H\right]\right\}=0,$$

где обозначено

$$H=\frac{k_t^{02}}{\rho}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\alpha^0_{(n+1)}}\{|\mu_n|^2+|\mu_{(n+2)}|^2\},$$

$$R=2\frac{k_t^{02}}{\rho}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\alpha^0_{(n+1)}}\mu_n^*\mu_{(n+2)}.$$

Из равенства определителя системы (10) нулю найдем допустимые значения δ. Отношение амплитуд N/M определим по формуле

(11)
$$N/M=-\left\{\left[\mu_0-\frac{\rho}{k_t^2}D_1\right]+\left[i\frac{k_t^0}{\rho}|\mu_1|^2+H\right]\right\}\Big/\left\{\mu_2+\left[i\frac{k_t^0}{\rho}\mu_1^2+R\right]\right\}.$$

Рассчитаем допустимые значения δ и исследуем частотную зависимость коэффициента затухания поверхностной волны при различных соотношениях амплитуд первой и второй фурье-компонент неоднородностей. С этой целью в дисперсионном уравнении разложим величину $D_{\pm1}$ в ряд по δ и $(k_t-k_t^0)$.

$$D_{\pm1}=[\alpha_{\pm1}\mp K^2\xi_{\pm1}]=\frac{1}{K^2}\{\pm\delta-k_t^0(k_t-k_t^0)/\xi^0+\ldots\}.$$

Пусть амплитуды μ_1 и μ_2 одинаковы по порядку малости. Тогда допустимые значения равны

(12)
$$\delta^\pm=\pm k_t^0\sqrt{(\varkappa/\xi^0)^2-[K^2k_t^0|\mu_2|/\rho]^2+U},$$
$$\operatorname{Im}\delta^+>0,$$

где $\varkappa=k_t-k_t^0+\varkappa_1$, $\varkappa_1=K^2k_t^0\xi^0\mu_0/\rho$, U — малая комплексная величина третьего порядка по параметрам $\varepsilon=k_t^0/\rho|\mu_1|$ и $\varkappa/\xi^0$. В соответствии с условием ограниченности поля при $x\to\infty$ мы выберем $\delta=\delta^+$. Коэффициент затухания электроакустического поля равен $\operatorname{Im}\delta^+$. Он пропорционален амплитуде неоднородностей и принимает максимальное значение, равное $k_t^0(K^2k_t^0|\mu_2|/\rho)$ при $\omega=\omega_1=\omega^0(1-\varkappa_1/k_t^0)$. Согласно формуле (12), при частотах, близких к ω_1, затухание звука в основном происходит из-за его отражения от второй фурье-компоненты неоднородностей. При этих частотах выполняется соотношение $|N/M|\approx1$.

Исследуем затухание СПЭАВ при периодических неоднородностях с малой второй фурье-компонентой. Предположим, что выполняется соотношение

(13)
$$|\mu_2/\mu_1|\leqslant\varepsilon=k_t^0|\mu_1|/\rho\ll1.$$

Тогда из дисперсионного уравнения получим следующие допустимые значения:

(14)
$$\delta^\pm=\pm\sqrt{(k_t^0\varkappa/\xi^0)^2+i2(k_t^0\varkappa/\xi^0)V-W},$$
$$\operatorname{Im}\delta^+>0,$$

где обозначено

$$V=K^2(k_t^{0 2}/\rho)\{k_t^0|\mu_1|^2/\rho-i[|\mu_2|\cos(2\varphi_1-\varphi_2)+|R|\cos(2\varphi_1-\psi)]\},$$

$$W=(K^2k_t^{0 2}/\rho)^2\{|\mu_2|\sin(2\varphi_1-\varphi_2)+|R|\sin(2\varphi_1-\psi)\}, \tag{15}$$

$$\varkappa_1=K^2k_t^0(\xi^0/\rho)\{\mu_0(1-2K^2\xi^0\mu_0/\rho)+H-|R|\cos(2\varphi_1-\psi)- -|\mu_2|\cos(2\varphi_1-\varphi_2)\}, \quad \varkappa=k_t-k_t^0+\varkappa_1, \tag{16}$$

$$e^{i\varphi_n}=\mu_n/|\mu_n|, \quad e^{i\psi}=R/|R|.$$

Как и в предыдущем случае, мы выберем $\delta=\delta^+$. Коэффициент затухания $\operatorname{Im}\delta^+$ пропорционален квадрату амплитуды неоднородностей.

Из формул (14)–(16) следует, что при выполнении соотношения

$$\{|\mu_2|\sin(2\varphi_1-\varphi_2)+|R|\sin(2\varphi_1-\psi)\}=0 \tag{17}$$

допустимое значение δ^+ и, следовательно, коэффициент затухания поверхностной волны обращаются в нуль при частоте $\omega=\omega_1\equiv\omega^0(1-\varkappa_1/k_t^0)$. Если же фурье-компоненты неоднородностей не удовлетворяют этому соотношению, то коэффициент затухания волны отличен от нуля на резонансной частоте и вблизи нее.

Для чисто синусоидальных неоднородностей соотношение (17) всегда выполняется, и для них из формул (14)–(16) получим выражение

$$\delta^+=\sqrt{(k_t^0\varkappa/\xi^0)^2+i2K^2k_t^0(k_t^0|\mu_1|/\rho)^2(k_t^0\varkappa/\xi^0)}.$$

Оно совпадает с поправкой к волновому числу, найденной в работе [6]. Согласно этому выражению, коэффициент затухания обращается в нуль при $\varkappa=0$, т. е. при частоте ω, равной ω_1.

Для иллюстрации исследуем частотную зависимость поправки к волновому числу поверхностной волны, бегущей вдоль границы с неоднородностями, заданными в виде

$$\mu(x)=\mu_0+2a[\cos(Qx+\varphi_1)+\varepsilon\cos(2Qx+\varphi_2)], \tag{18}$$

где $Q=\xi^0$, $\mu_0\sim\varepsilon=k_t^0a/\rho\ll1$.

На фигуре приведены зависимости реальной (*а*) и мнимой (*б*) частей безразмерной величины $\beta\equiv(k_t^0K^2\varepsilon^2)^{-1}\delta^+$ от параметра $\gamma\equiv(\xi^0K^2\varepsilon^2)^{-1}\varkappa$. Кривые *1*, *2*, *3* получены соответственно при $(2\varphi_1-\varphi_2)=0$, $\pi/2$, $3\pi/4$. Штриховыми линиями даны величины $\operatorname{Re}\beta$ и $\operatorname{Im}\beta$ для синусоидальных неоднородностей $\mu(x)=\mu_0+2a\cos(Qx)$. Из сопоставления этих кривых следует, что даже малая вторая фурье-компонента неоднородностей сильно влияет на затухание поверхностной волны при частотах, близких к резонансной. Величина $\operatorname{Im}\delta^+$ зависит не только от амплитуды этой компоненты, но и от разности фаз между ней и основной (первой) фурье-компонентой неоднородностей.

На основе найденных собственных мод для безграничной периодической структуры можно решить задачу о преобразовании поверхностной волны в объемную на ограниченном неоднородном участке. Пусть неоднородности (5) заданы в интервале $(0<x<L)$ и пусть слева на них падает поверхностная волна (6). При учете обоих допустимых значений δ смещение внутри неоднородного участка запишем в виде

$$u(x,0)=A^{(\to)}(x)\exp(i\xi^0x)+A^{(\leftarrow)}(x)\exp(-i\xi^0x),$$

где

$$A^{(\to)}(x)=[M^+\exp(i\delta^+x)+M^-\exp(i\delta^-x)],$$

$$A^{(\leftarrow)}(x)=[N^+\exp(i\delta^+x)+N^-\exp(i\delta^-x)],$$

$(N/M)^\pm$ вычисляются по формуле (11) при $\delta=\delta^\pm$. Предположим, что выполняются соотношения (13) и (17). Используя граничные условия

$A^{(\rightarrow)}(0)=M$, $A^{(\leftarrow)}(L)=0$, мы получим на резонансной частоте ω_1 следующие выражения для $A^{(\rightarrow)}$ и $A^{(\leftarrow)}$:

$$A^{(\rightarrow)}(x)=M[1+VL(1-x/L)]/[1+VL],$$
$$A^{(\leftarrow)}(x)=-M\exp(-i2\varphi_1)VL(1-x/L)/[1+VL].$$

Смещение в генерируемой объемной волне получим по формуле

$$u^{(+)}(y)=i\varepsilon M\exp(-i\varphi_1)\exp(-ik_t{}^0y)/[1+VL].$$

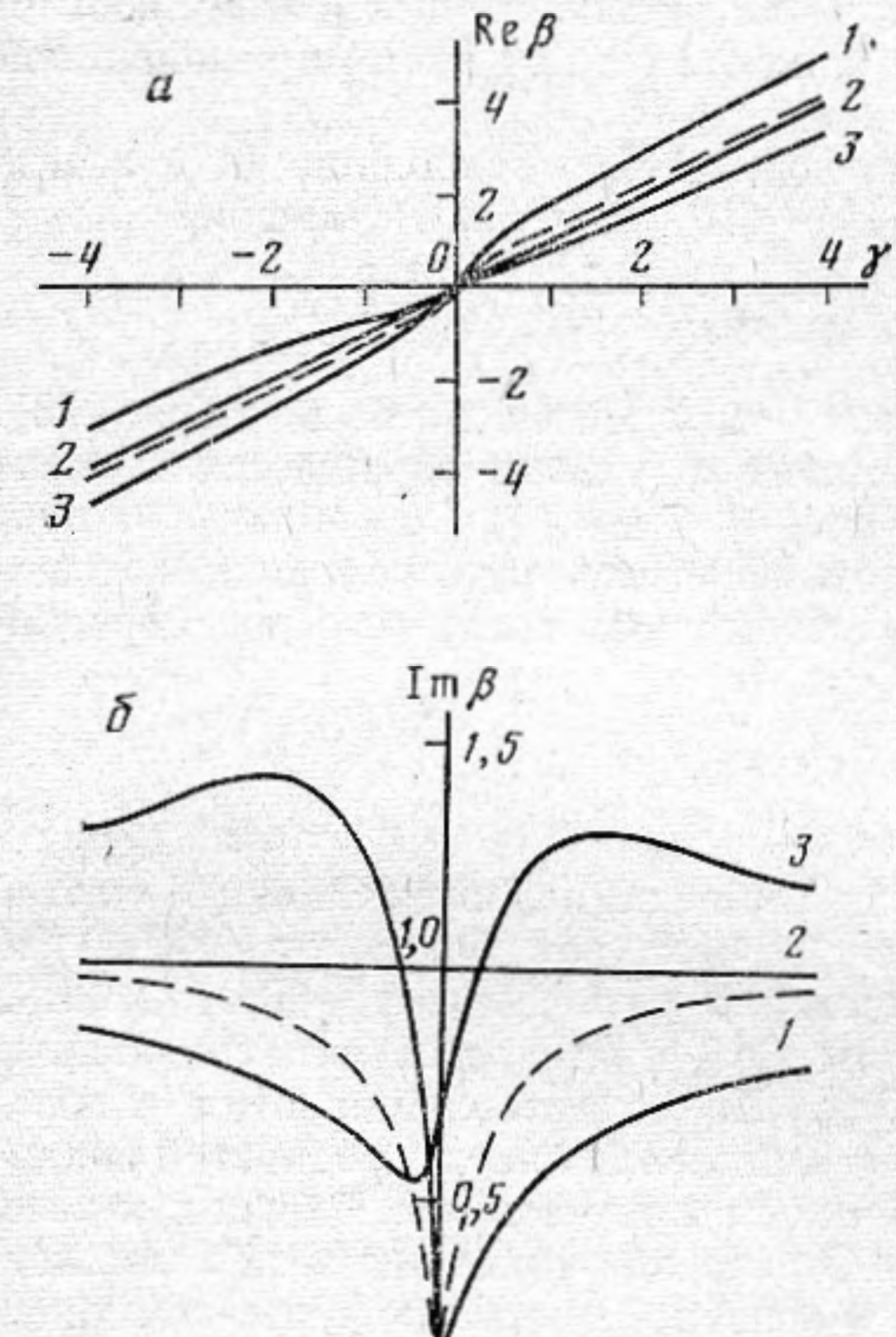
Коэффициент преобразования по энергии, т. е. отношение потоков энергий в генерируемой объемной и в падающей поверхностной волнах,

$$\eta=\{1-|A^{(\rightarrow)}(L)/M|^2-|A^{(\leftarrow)}(0)/M|^2\}=$$
$$=2V_1L/[(1+V_1L)^2+(V_2L)^2],$$

где $V_1=\mathrm{Re}\,V$, $V_2=\mathrm{Im}\,V$.

Исследование величины η на экстремум показывает, что наиболее эффективное преобразование поверхностной волны в объемную происходит при длине L, равной $1/|V|$. При такой длине неоднородного участка получим выражение

$$\eta_э=\frac{2V_1/|V|}{[(1+V_1/|V|)^2+(V_2/|V|)^2]}. \qquad (19)$$



Частотная зависимость вещественной (*а*) и мнимой (*б*) частей величины β. Кривые *1, 2, 3* получены соответственно при $(2\varphi_1-\varphi_2)=0$, $\pi/2$, $3\pi/4$. Штриховыми линиями даны величины $\mathrm{Re}\,\beta$ и $\mathrm{Im}\,\beta$ для синусоидальных неоднородностей

Согласно этой формуле, коэффициент $\eta_э$ имеет максимальное значение, равное 0,5, для чисто синусоидальных неоднородностей. Наличие даже малой второй фурье-компоненты неоднородностей ухудшает эффективность преобразования волн. Например, для неоднородностей, заданных в виде (18), коэффициент $\eta_э$ равен 0,4.

Аналогичным способом можно решить задачу о преобразовании объемной волны в поверхностные на ограниченном неоднородном участке. С этой целью на основе модифицированной теории возмущений найдем поверхностные волны на бесконечной периодической структуре при падении на нее объемной волны. При неоднородностях, удовлетворяющих соотношениям (13) и (17), эти волны на резонансной частоте ω_1 описываются выражением

$$u(x,0)=(iV_1/\varepsilon V)B\{\exp[i(Qx+\varphi_1)]+\exp[-i(Qx+\varphi_1)]\}, \qquad (20)$$

где B — амплитуда смещения в падающей объемной волне.

Пусть неоднородности заданы в интервале $(0<x<L)$. Внутри этого интервала поле представим в виде суммы «вынужденного» решения (20) и собственных мод на бесконечной структуре

$$u(x,0)=A^{(\rightarrow)}(x)\exp(iQx)+A^{(\leftarrow)}(x)\exp(-iQx),$$

где

$$A^{(\rightarrow)}(x)=\{(iV_1/\varepsilon V)B\exp(i\varphi_1)+[M^+\exp(i\delta^+x)+M^-\exp(i\delta^-x)]\},$$

$$A^{(\leftarrow)}(x)=\{(iV_1/\varepsilon V)B\exp(-i\varphi_1)+[N^+\exp(i\delta^+x)+N^-\exp(i\delta^-x)]\}.$$

При учете граничных условий $A^{(\rightarrow)}(0)=A^{(\leftarrow)}(L)=0$ получим следующие выражения для амплитуд:

$$A^{(\rightarrow)}(x)=2(i/\varepsilon)B\exp(i\varphi_1)V_1x/[1+VL],$$

$$A^{(\leftarrow)}(x)=2(i/\varepsilon)B\exp(-i\varphi_1)V_1(L-x)/[1+VL].$$

Наиболее эффективное преобразование объемной волны в поверхностные происходит при длине L, равной $1/|V|$. При такой длине неоднородного участка коэффициент преобразования по энергии в одну из двух СПЭАВ дается формулой (19).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bleustein J. L.* A new surface wave in piezoelectric materials.— Appl. Phys. Lett., 1968, т. 13, № 12, p. 412–413.
2. *Гуляев Ю. В.* Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах.– Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 1, с. 63–65.
3. *Humphryes R. F., Ash E. A.* Acoustic bulk-surface-wave transducer.— Electronics Lett., 1969, v. 5, № 9, p. 175–176.
4. *Yamanishi M., Ameda M., Kawamura T., Mikoshiba N., Tsubouchi K.* Generation of 880 MHz surface acoustic wave by transduction from bulk wave using corrugation grating on GaAs.– Electronics Lett., 1976, v. 12, № 13, p. 317–318.
5. *Ахромеева И. Д., Крылов В. В.* Преобразование волн Рэлея в объемные на локальных дефектах поверхности.– Акуст. ж., 1977, т. 23, № 4, с. 510–516.
6. *Гуляев Ю. В., Курач Т. Н., Плесский В. П.* Взаимное преобразование сдвиговых объемных и поверхностных акустических волн на периодически возмущенной поверхности твердого тела.– Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 9, с. 563–566.
7. *Kogelnik H., Shank C. V.* Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 5, p. 2327–2335.
8. *Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: ГИФМЛ, 1963.
9. *Рыбак С. А.* Рассеяние плоской волны на малых периодических неоднородностях.– Акуст. ж., 1965, т. 11, № 1, с. 89–92.
10. *Tiersten H. F.* Elastic Surface Waves Guided by Thin Films.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, № 2, p. 770–789.
11. *Tiersten H. F.* Wave Propagation in an Infinite Piezoelectric Plate.— J. Acoust. Soc. America, 1963, v. 35, № 3, p. 234–239.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5.V.1980