АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 37 1991 Вып. 5

УДК 534.26
© 1991 г.

Е.А. Гарова, В.П. Плесский

ОТРАЖЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ВОЛН ГУЛЯЕВА–БЛЮСТЕЙНА НА РЕЗОНИРУЮЩЕМ ЭЛЕМЕНТЕ

Рассмотрено отражение и рассеяние волны Гуляева–Блюстейна на сильном единичном отражателе, выполненном в виде выступа (бруска) прямоугольной формы с размерами порядка длины волны, расположенного на металлизированной поверхности пьезоэлектрического звукопровода. Падающая волна Гуляева–Блюстейна (ВГБ) возбуждает в области бруска собственные моды, локализованные поверхностные резонансы, недавно рассмотренные Марадудиным, вследствие чего резко усиливается рассеяние и отражение волн. Коэффициент отражения по энергии в максимумах достигает величины $|R|^2 \simeq 0{,}5-0{,}6$ в сильных пьезоэлектриках.

Интерес к исследованию элементов с сильным отражением поверхностных волн (ПАВ) связан с возможностью их использования в устройствах, например в качестве одиночного широкополосного отражателя (локального "зеркала" для ПАВ, в том числе полупрозрачного).

Эффект отражения ПАВ от слабых неоднородностей хорошо известен и широко используется при проектировании приборов – резонаторов, фильтров, дисперсионных линий задержки [1]. В случае нормального падения рэлеевской волны [1] или волны Гуляева–Блюстейна (ВГБ) [2] коэффициент отражения от длинного прямоугольного выступа (канавки) малой высоты ($h/\lambda \sim hk \ll 1$) пропорционален этой высоте и выражается формулой

$$R = iChk \sin k\,2\,a, \tag{1}$$

где h, $2a$ – высота и ширина выступа, $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор волны, C – константа, зависящая от типа волн и параметров подложки. В частности, при падении ВГБ на канавки прямоугольного профиля в гексагональном кристалле (при распространении волны вдоль OX, смещениях по OZ, см. рис. 1) коэффициент отражения [2]

$$R = \frac{2\,i}{2 + \dfrac{1}{\eta}}\,kh \sin 2\,ka. \tag{1a}$$

Откуда видно, что для волн Гуляева–Блюстейна R пропорционален не только h/λ, но и константе пьезосвязи η. В сильных пьезоэлектриках типа $LiIO_3$ ($\eta = 0{,}55$) коэффициент отражения ВГБ может быть больше, чем коэффициент отражения волн Рэлея при той же геометрии.

Когда высота выступа становится сравнима с длиной волны ($hk \sim 1$), частотная зависимость коэффициента отражения приобретает резонансный характер. Марадудин с авторами показал в работе [3], что при возбуждении бесконечно длинного бруска с прямоугольным профилем, расположенного на изотропной подложке (рис. 1) таким образом, что смещения частиц направлены вдоль бруска, возникают так называемые "поверхностные резонансы", определяемые формой и размерами бруска. Частоты,

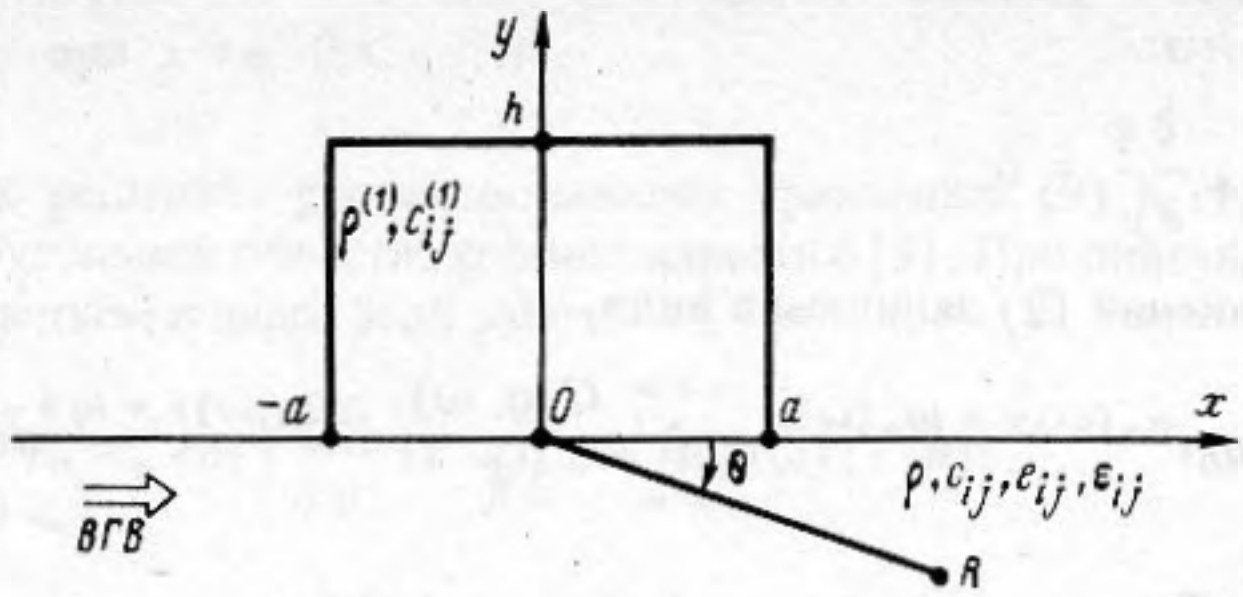


Рис. 1. Физическая система, рассматриваемая в статье

на которых возникают эти резонансы, зависят от соотношения высоты и ширины бруска, а также от соотношения жесткостей и плотностей материалов бруска и подложки. В дальнейшем будем называть такие резонансы локальными поверхностными акустическими резонансами. (Они соответствуют как бы поверхностным состояниям с конечным временем жизни в физике полупроводников.) Их можно возбудить, например, при помощи падающей сдвиговой волны. Следует ожидать, что рассеяние волны на резонансных частотах будет довольно сильным.

В предлагаемой работе рассмотрено рассеяние и отражение волны Гуляева–Блюстейна при нормальном падении на прямоугольный выступ с размерами, соизмеримыми с длиной волны.

На рис. 1 показана геометрия рассматриваемой системы. На пьезоэлектрике гексагональной симметрии с осью OZ, параллельной оси C_6 и занимающем полупространство $y < 0$, лежит брусок из непьезоэлектрического материала (изотропного), высотой h и шириной $2a$, вытянутый в направлении OZ. Профиль бруска можно описать с помощью функции Хевисайда $\xi(x) = h\theta(a-x)\,\theta(a+x)$. Материал подложки имеет плотность ρ, упругие константы c_{ij}, пьезоэлектрические постоянные e_{ij} и диэлектрические постоянные ϵ_{ij}. Соответственно $\rho^{(1)}$ и $c_{ij}^{(1)}$ – плотность и упругие постоянные материала бруска. Поверхность звукопровода $y = 0$ считается металлизированной. Плоская сдвиговая волна распространяется в направлении X и падает на брусок слева. Смещения $\mathbf{u}$ в волне направлены вдоль OZ и могут быть выражены в виде

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}; t) = (0, 0, \mathbf{u}(x, y \mid \omega)) \exp(-i\omega t),$$

а электрический потенциал

$$\varphi(r; t) = \varphi(x, y \mid \omega) \exp(-i\omega t).$$

Полагая фронт акустической волны плоским и учитывая симметрию задачи, можно считать, что в направлении OZ нет никаких изменений, т.е. $\partial/\partial z = 0$ и лапласиан записывается в виде $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$.

Уравнения движения для смещений и потенциала в пьезоэлектрике в данном случае имеют вид (см., например, [4])

$$-\rho\omega^2 u = c_{44}\Delta u - e_{15}\Delta\varphi, \quad 0 = e_{15}\Delta u - \epsilon_{11}\Delta\varphi \tag{2}$$

при $-\infty < x < \infty$, $y < 0$. Аргументы $u(x, y \mid \omega)$, $\varphi(x, y \mid \omega)$ для сокращения записи опускаем. Чтобы избежать решения сложной, но непринципиальной в данном случае задачи об электрических полях вблизи бруска, считаем, как уже отмечалось, поверхность звукопровода покрытой бесконечно тонким идеально проводящим слоем металла, так что в области $y > 0$ электрических полей нет. При этом на границе потенциал должен обращаться в нуль:

$$\varphi(x, 0 \mid \omega) = 0. \tag{3a}$$

Второе граничное условие – отсутствие механических напряжений на поверхности ($y = 0$) при $|x| > a$:

$$c_{44}\frac{\partial u}{\partial y} + e_{15}\frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0. \tag{3b}$$

Решение уравнений (2) запишем в виде

$$u(x, y\,|\,\omega) = u_0 e^{\kappa_0(\omega)y + iq_0(\omega)x} + \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{U(q,\omega)}{2\pi}\, e^{\kappa(q,\omega)y + iqx}dq,$$

$$\varphi(x, y\,|\,\omega) = \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}}\, u_0\,[e^{\kappa_0(\omega)y} - e^{q_0(\omega)y}]\, e^{iq_0(\omega)x} + \tag{4}$$

$$+\frac{e_{15}}{\epsilon_{11}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{U(q,\omega)}{2\pi}\,[e^{\kappa(q,\omega)y} - e^{\kappa_1(q)y}]\, e^{iqx}dq.$$

Первые слагаемые в этих выражениях являются решением уравнений (2), удовлетворяющим условиям (3a) и (3b) на всей плоскости ($-\infty < x < +\infty$). Это невозмущенная "падающая" поверхностная волна Гуляева–Блюстейна на гладкой металлизированной поверхности в отсутствие бруска, u_0 – амплитуда смещения этой волны, $q_0(\omega)$ – ее волновое число:

$$q_0(\omega) = \omega\sqrt{\frac{\rho}{c_{44}}\,\frac{1+\eta}{1+2\eta}},\quad q_0(\omega) > 0, \tag{5}$$

$$\kappa_0(\omega) = \sqrt{q_0^2 - k_0^2} = \omega\sqrt{\frac{\rho}{c_{44}}\,\frac{\eta^2}{(1+2\eta)(1+\eta)}},\quad \kappa_0(\omega) > 0, \tag{6}$$

где $k_0(\omega) = \omega\,(\rho/(c_{44}(1+\eta)))^{1/2}$ – волновое число объемной сдвиговой волны в пьезоэлектрике, $\eta = e_{15}^2/(\epsilon_{11}c_{44})$ – пьезоэлектрическая константа связи.

Слагаемые в формулах (4), содержащие интегралы, удовлетворяют только одному граничному условию (3a). Условие для механических направлений будет наложено на них позднее, когда будем рассматривать влияние бруска. Эта часть решения описывает набор рассеянных сдвиговых волн (в том числе и объемных) с различными проекциями q волнового вектора на ось OX, при этом

$$\kappa(q,\omega) = \sqrt{q^2 - k_0^2},\quad \mathrm{Re}\,\kappa(q,\omega) > 0,\quad \mathrm{Im}\,\kappa(q,\omega) < 0, \tag{7}$$

$$\kappa_1(q) = \sqrt{q^2 + \epsilon^2},\ \epsilon \to 0,\quad \mathrm{Re}\,\kappa_1(q) > 0,\quad \mathrm{Im}\,\kappa_1(q) < 0. \tag{8}$$

Величина $U(q,\omega)/2\pi$ описывает амплитуду смещения рассеянных волн.

Поскольку в нашей модели материал бруска считается изотропным, непьезоэлектрическим, то уравнение движения для сдвиговых волн в бруске будет только одно:

$$-\rho\omega^2 u^{(1)}(x, y\,|\,\omega) = c_{44}^{(1)}\,\Delta u^{(1)}(x, y\,|\,\omega), \tag{9}$$

при $-a < x < a$, $\quad 0 < y < h$.

Граничным условием на трех свободных гранях бруска является отсутствие механических напряжений $\sigma_{3i} = c_{44}^{(1)}\dfrac{\partial u}{\partial x_i} = 0$:

$$\frac{\partial u^{(1)}(x, y\,|\,\omega)}{\partial y} = 0,\ \text{при}\ |x| < a,\quad y = h,$$

$$\frac{\partial u^{(1)}(x, y\,|\,\omega)}{\partial x} = 0,\quad \text{при}\ x = -a,\ 0 < y < h, \tag{10}$$

$$\frac{\partial u^{(1)}(x, y \mid \omega)}{\partial x} = 0, \quad \text{при } x = a, \ 0 < y < h.$$

Совокупность всех решений, удовлетворяющих уравнению (9) и граничным условиям (10) для прямоугольной области, хорошо известна [3]. При описании поверхностных резонансов мы следуем и далее этой работе.

$$u^{(1)}(x, y \mid \omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n A_n \cos\left[\frac{\pi n}{2a}(x-a)\right] \cos\left[\alpha_n(\omega)(y-h)\right], \tag{11}$$

где

$$\epsilon_n = \begin{cases} \frac{1}{2}, & n=0, \\ 1, & n \geqslant 1, \end{cases}$$

$$\alpha_n(\omega) = \sqrt{k_1^2(\omega) - \frac{\pi^2 n^2}{4a^2}}, \quad \operatorname{Re} \alpha_n > 0, \quad \operatorname{Im} \alpha_n > 0, \tag{12}$$

$k_1(\omega) = \omega(\rho^{(1)}/c_{44}^{(1)})^{1/2}$ – волновое число объемной сдвиговой волны в бруске.

Теперь осталось рассмотреть граничные условия на границе между пьезоэлектриком и бруском при $y = 0$ и $|x| < a$. Это – непрерывность напряжений при $|x| < a$ (при свободной поверхности пьезоэлектрика в области $|x| > a$) и непрерывность поля смещений:

$$c_{44} \frac{\partial u(x, 0 \mid \omega)}{\partial y} + e_{15} \frac{\partial \varphi(x, 0 \mid \omega)}{\partial y} = \begin{cases} c_{44}^{(1)} \dfrac{\partial u^{(1)}(x, 0 \mid \omega)}{\partial y}, & |x| < a, \\ 0, & |x| > a, \end{cases} \tag{13}$$

$$u(x, 0 \mid \omega) = u^{(1)}(x, 0 \mid \omega), \quad |x| < a. \tag{14}$$

После подстановки выражений (4) и (11) в (13) получим

$$c_{44} \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma(q, \omega) \frac{U(q, \omega)}{2\pi} e^{iqx} dq = \theta(a-x)\,\theta(x+a) \cdot \tag{15}$$

$$\cdot\, c_{44}^{(1)} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \alpha_n(\omega) A_n \sin\left[\alpha_n(\omega) \cdot h\right] \cos\left[\frac{\pi n}{2a}(x-a)\right],$$

где $\gamma(q, \omega) = (1+\eta)\,\kappa(q, \omega) - \eta\kappa_1(q)$, причем $\gamma(q_0, \omega) = 0$ – дисперсионное уравнение волн Гуляева–Блюстейна, $\gamma(-q, \omega) = \gamma(q, \omega)$.

Воспользовавшись преобразованием Фурье, получим

$$U(q, \omega) = \frac{c_{44}^{(1)}}{c_{44}} a \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \alpha_n(\omega) A_n \sin\left[\alpha_n(\omega) h\right] \cdot \frac{S_n(q)}{\gamma(q, \omega)}, \tag{16}$$

где

$$S_n(q) = \frac{1}{a} \int_{-a}^{a} e^{-iqx} \cos\left[\frac{\pi n}{2a}(x-a)\right] dx \tag{17}$$

– функция, введенная Марадудиным в статье [3] $(S_n^*(-q) = S_n(q))$. Она может быть представлена в виде

$$S_n(q) = i^n \left\{ \operatorname{sinc}\left(qa + \frac{n\pi}{2}\right) + (-1)^n \operatorname{sinc}\left(qa - \frac{n\pi}{2}\right) \right\}, \tag{18}$$

где $\operatorname{sinc} x \equiv \sin x / x$.

Второе граничное условие (14) имеет вид

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}[2\pi u_0\delta(q-q_0)+U(q,\omega)]\,e^{iqx}dq=\sum_{n=0}^{\infty}\epsilon_n A_n\times \tag{19}$$

$$\times\cos\left[\frac{\pi n}{2a}(x-a)\right]\cos[\alpha_n(\omega)h].$$

Ортогональность системы функций $\cos\left[\frac{n\pi}{2a}(x-a)\right]$ на отрезке $|x|<a$

$$\frac{1}{a}\int_{-a}^{a}\cos\left[\frac{m\pi}{2a}(x-a)\right]\cos\left[\frac{n\pi}{2a}(x-a)\right]dx=\frac{1}{\epsilon_m}\delta_{mn} \tag{20}$$

позволяет получить систему уравнений относительно A_n:

$$A_m\cos[\alpha_m(\omega)h]=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}[2\pi u_0(\omega)\delta(q-q_0)+U(q,\omega)]\,S_m^*(q)\,dq=$$

$$=u_0S_m^*(q_0)+\frac{c_{44}^{(1)}}{c_{44}}\frac{a}{h}\sum_{n=0}^{\infty}\epsilon_n M_{mn}(\omega)[\alpha_n(\omega)h]\sin[\alpha_n(\omega)h]\,A_n, \tag{21}$$

где

$$M_{mn}(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{S_m^*(q)S_n(q)}{\gamma(q,\omega)}dq=\frac{1}{\pi}\int_{0}^{\infty}\frac{S_m^*(q)S_n(q)}{\gamma(q,\omega)}dq. \tag{22}$$

Введем обозначения:

$$C_m(\omega)=A_m\sin[\alpha_m(\omega)h],\quad E_m(\omega)=u_0(\omega)S_m^*(q_0(\omega)),$$

$$D_{mn}(\omega)=\operatorname{ctg}[\alpha_m(\omega)h]\,\delta_{mn}-\frac{a}{h}\frac{c_{44}^{(1)}}{c_{44}}\epsilon_n M_{mn}(\omega)[\alpha_n(\omega)h]. \tag{23}$$

Тогда бесконечная система линейных уравнений (21) запишется в виде

$$\sum_{n=0}^{\infty}D_{mn}(\omega)C_n(\omega)=E_m(\omega),\qquad n,m=0,1,2\ldots. \tag{24}$$

Из (18) видно, что $\operatorname{Im}[S_{2k}(q)]=0$ и $\operatorname{Re}[S_{2k+1}(q)]=0$. Отсюда следует, что $M_{mn}(\omega)\neq 0$ только в том случае, если индексы m и n одной четности (либо оба четные, либо оба нечетные). Это означает, что система (24) распадается на две независимые системы:

$$\sum_{n=0}^{\infty}D_{mn}^{(+)}(\omega)C_n^{(+)}(\omega)=E_m^{(+)}(\omega),\qquad n,m=0,2,4\ldots$$

$$\sum_{n=1}^{\infty}D_{mn}^{(-)}(\omega)C_n^{(-)}(\omega)=E_m^{(-)}(\omega),\quad n,m=1,3,5. \tag{25}$$

Другими словами, в рассматриваемой модели все четные моды, возбуждаемые в бруске падающей волной, взаимодействуют только друг с другом, как и все нечетные.

Вывод систем (25) аналогичен проделанному в работе [3] с той лишь разницей, что там авторы рассматривали только собственные колебания (затухающие "поверх-

ностные резонансы") в подобной модели (с непьезоэлектрической подложкой) и поэтому полученные ими системы уравнений, близкие к (25), были системами однородных уравнений. У нас же правые части уравнений в системах содержат амплитуду падающей волны Гуляева–Блюстейна.

Определив $C_n(\omega)$ из (25), подставим их в (16 и (4). Тогда смещения и потенциалы в пьезоэлектрике будут описываться формулами

$$u(x, y \mid \omega) = u_0(\omega)\, e^{\kappa_0(\omega)y + iq_0(\omega)x} + \frac{c_{44}^{(1)}}{c_{44}}\, a \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n C_n(\omega) \times \tag{26}$$

$$\times\, \alpha_n(\omega)\, I_n(x, y \mid \omega),$$

$$\varphi(x, y \mid \omega) = \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}} \Big\{ u_0(\omega)\, [e^{\kappa_0(\omega)y} - e^{q_0(\omega)y}]\, e^{iq_0(\omega)x} +$$

$$+ \frac{c_{44}^{(1)}}{c_{44}}\, a \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n C_n(\omega)\, \alpha_n(\omega)\, \tilde{I}_n(x, y \mid \omega),$$

где

$$I_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_n(q)}{\gamma(q, \omega)}\, e^{\kappa(q,\omega)y + iqx}\, dq, \tag{27}$$

$$\tilde{I}_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_n(q)}{\gamma(q, \omega)}\, [e^{\kappa(q,\omega)y} - e^{\kappa_1(q)y}]\, e^{iqx}\, dq.$$

Как и в (4), первые члены в (26) представляют собой падающую волну ГБ, оставшаяся сумма описывает все волны, рассеянные бруском.

Как показано в [5], при рассмотрении поля на поверхности вдали от неоднородности основной вклад в интегралы типа (27) дают вычеты в точке $q = -q_0(\omega)$ при $x = -R$ или в точке $q = q_0(\omega)$ при $x = R$ $(\eta^2 q_0 R \gg 1)$. Таким образом,

$$I_n(\pm R, 0 \mid \omega) = \tilde{I}_n(\pm R, 0 \mid \omega) \approx \frac{i}{2 + \frac{1}{\eta}}\, S_n(\pm q_0(\omega))\, e^{\pm iq_0(\omega)R}. \tag{28}$$

Тогда коэффициенты отражения и прохождения ВГБ вдали от бруска будут соответственно:

$$R(\omega) = i\, \frac{c_{44}^{(1)}}{c_{44}}\, \frac{1}{2 + \frac{1}{\eta}} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n C_n(\omega)\, [\alpha_n(\omega)\, a]\, S_n(-q_0(\omega)), \tag{29}$$

$$T(\omega) = 1 + i\, \frac{c_{44}^{(1)}}{c_{44}}\, \frac{1}{2 + \frac{1}{\eta}} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n C_n(\omega)\, [\alpha_n(\omega)\, a]\, S_n(q_0(\omega)). \tag{30}$$

При расчете $R(\omega)$ и $T(\omega)$ необходимо вычислить интегралы $M_{mn}(\omega)$ по формуле (22). Из выражения для функции $\gamma(q, \omega)$ (15) видно, что подынтегральное выражение в (22) имеет полюса в точках $q = \pm q_0(\omega)$, а из (7) и (8) следует, что на плоскости интегрирования имеются также точки ветвления. Направление обхода особых точек выбиралось таким, чтобы выполнялись неравенства (7), (8). Контур интегрирования показан на рис. 2. Интегрирование проводилось по комплексной плоскости численно методом Гаусса.

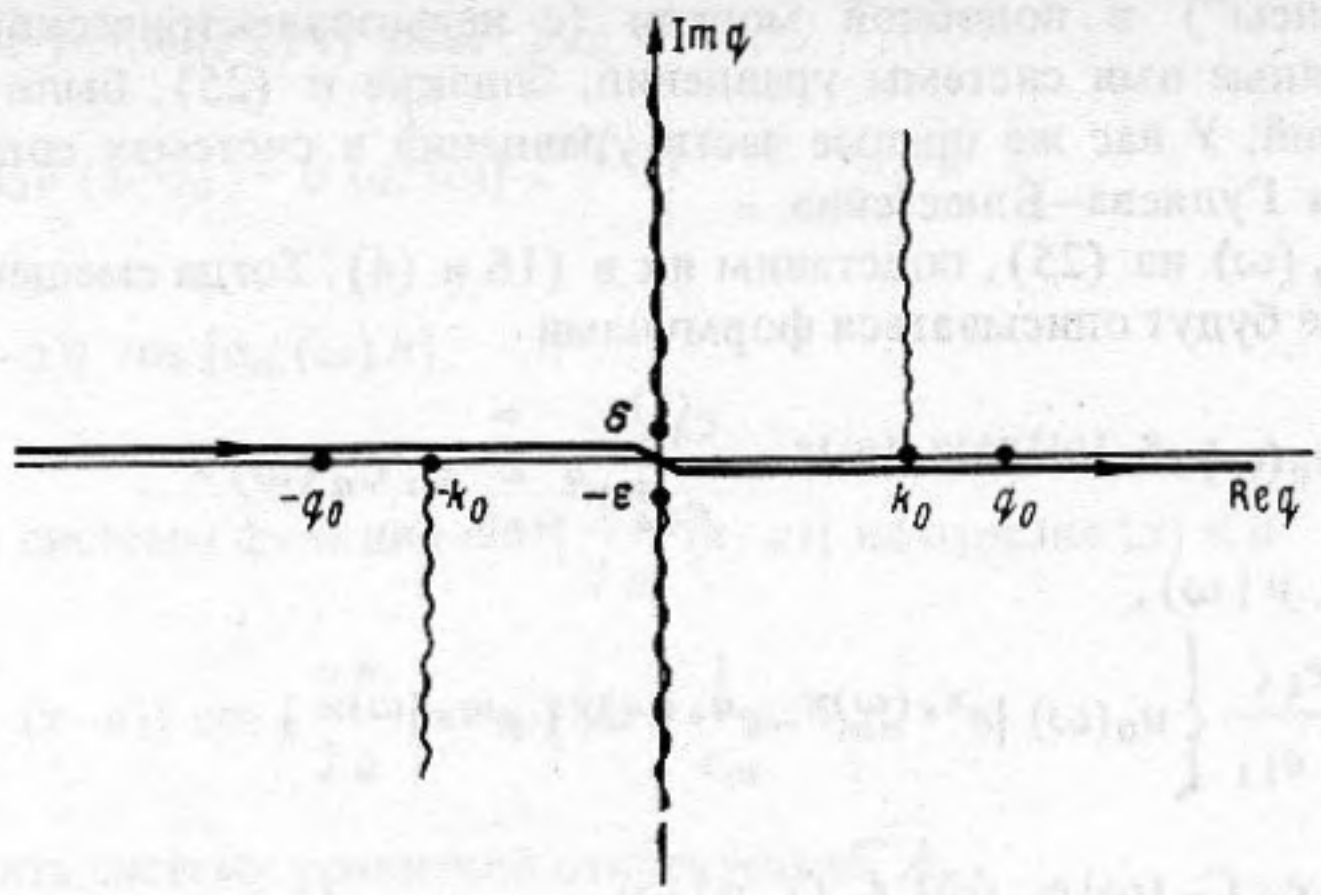


Рис. 2. Контур интегрирования

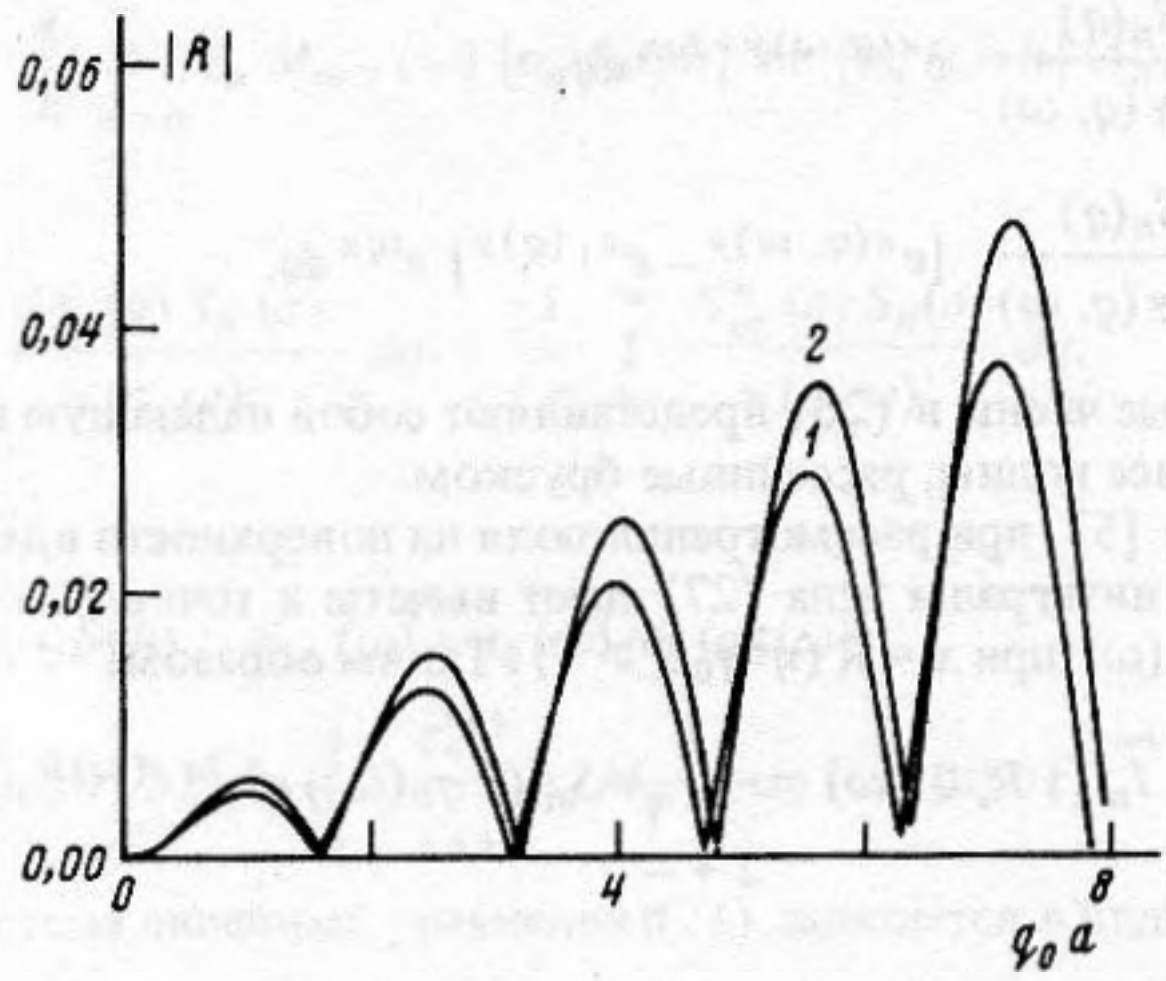


Рис. 3. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения $|R(\omega)|$, рассчитанная по методу возмущений *1* и по предложенной в статье теории – *2*. Здесь $h/a = 0{,}01$, $\rho^{(1)}/\rho = 1$, $c_{44}^{(1)}/c_{44} = 1$, $\eta = 0{,}55$

Компьютер не позволяет работать с матрицами бесконечных размеров. При решении систем (25) мы последовательно увеличивали размерность систем от 1×1 до 7×7. Результат, получаемый при решении системы 7×7, уже практически не отличался от полученного при помощи системы с размерностью 5×5.

Для нахождения амплитуд рассеянных в объем волн интеграл в формуле (4) оцениваем по методу перевала [5, 6]. В полярных координатах (рис. 1) получаем асимптотическое выражение для амплитуд рассеянных объемных волн:

$$u_V = k_0 \sqrt{\frac{1}{2\pi k_0 R}}\, U(q = k_0 \cos\theta, \omega) \sin\theta\, e^{i(kR - \frac{\pi}{4})}, \tag{31}$$

где $U(q, \omega)$ – та же функция (16), что и в (4). Для диаграмм направленности удобнее использовать энергетические величины. Плотность потока энергии в объемной волне $P_V = \rho\omega^2 |u_V|^2 v_0/2$, в волне Гуляева–Блюстейна на металлизированной поверхности [7]

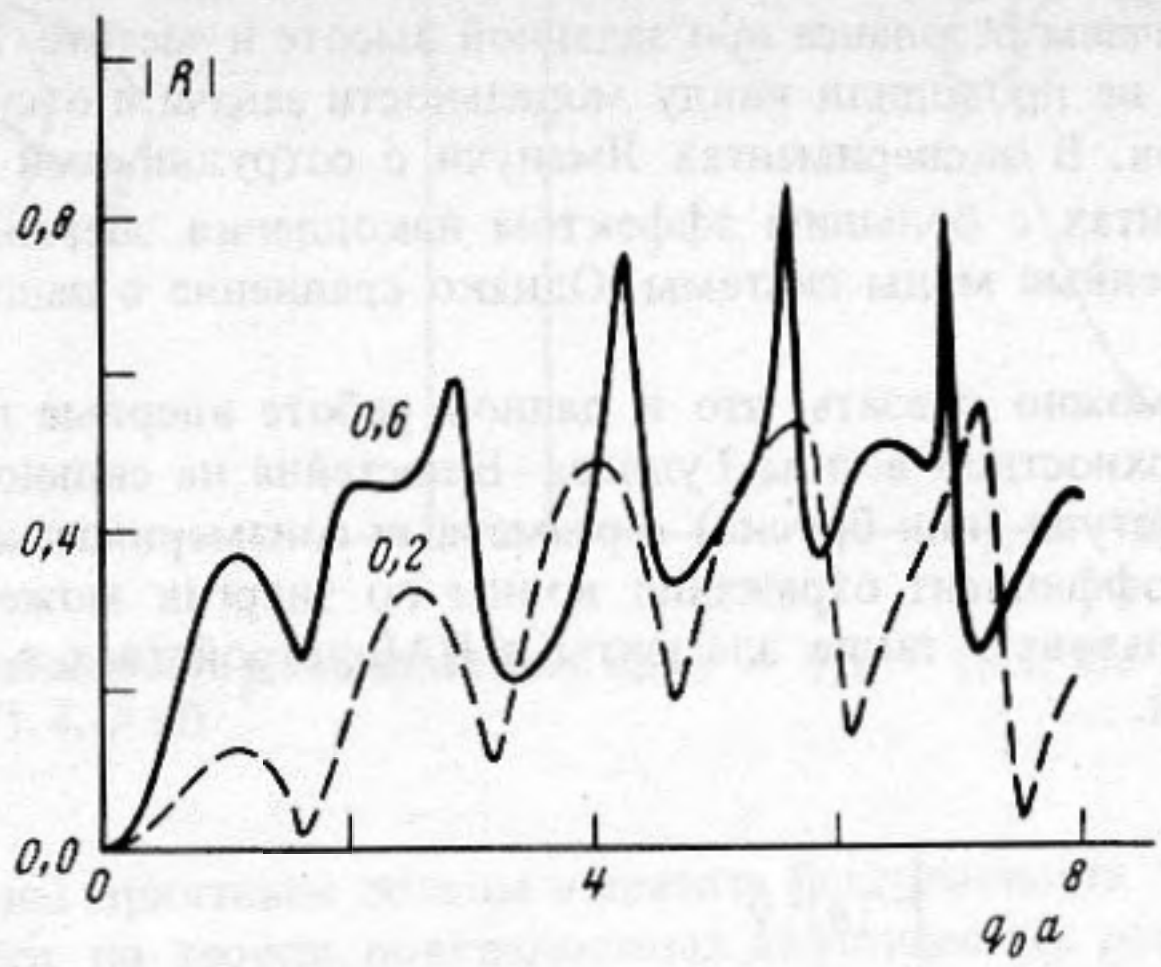


Рис. 4. $|R(\omega)|$ при $h/a = 0{,}2$; 0,6. Остальные параметры те же, что и на рис. 3

$$P_G = c_{44}\omega \frac{1+2\eta}{4\eta} |u_0|^2 W, \tag{32}$$

где W – апертура.

Относительную величину энергии рассеянных в объем волн в секторе $(\theta, \theta + d\theta)$ определим как

$$V_\theta = \frac{P_V R}{P_G}, \tag{33}$$

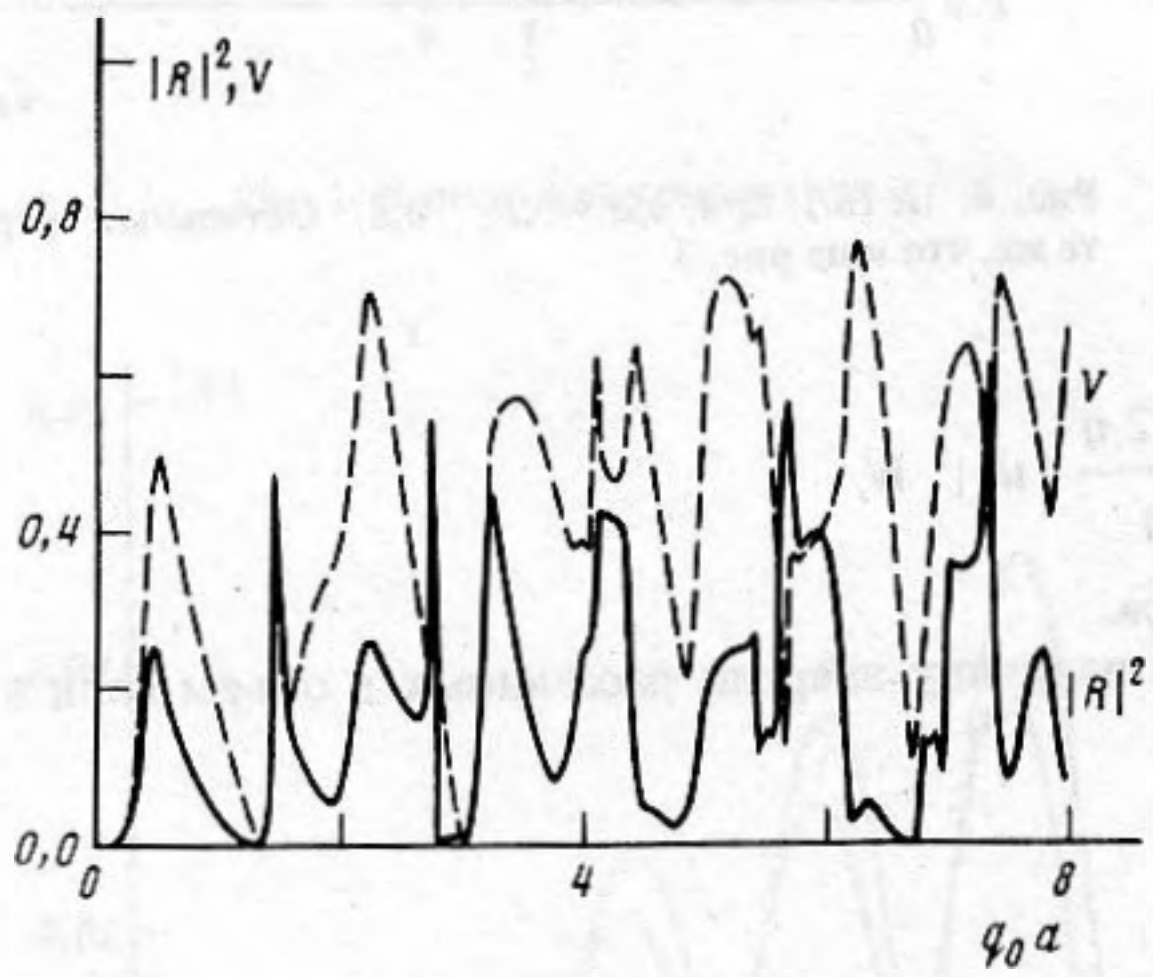
а коэффициент рассеяния в объем

$$V = \int_0^\pi V_\theta \, d\theta. \tag{34}$$

Приведем теперь численные результаты. На рис. 3 показана частотная зависимость коэффициента отражения ВГБ от относительно невысокого выступа ($h/a = 0{,}01$). Причем кривая *1* – это результат расчета по приближенной формуле (1), полученной в рамках теории возмущений. Как и следовало ожидать, совпадение очень хорошее при малых частотах и ухудшается с ростом частоты. При увеличении высоты выступа частотные зависимости $|R|$ (рис. 4) усложняются и определяются не только соотношением между длиной волны и шириной выступа, но и возбуждением собственных мод. поверхностных акустических резонансов в области выступа. Число этих резонансов возрастает с увеличением частоты, и соответственно усложняется вид частотной зависимости $|R|$. На рис. 5 показаны частотные зависимости коэффициентов отражения, прохождения и трансформации в объем для прямоугольного выступа с высотой $h = 2a$, равной его ширине. Замечательно, что коэффициент отражения ВГБ в сильном пьезоэлектрике ($\eta = 0{,}55$, как у $LiIO_3$) от одного такого выступа может достигать значений $|R|^2 \simeq 0{,}5$. При этом коэффициент прохождения волны очень мал и значительная часть энергии волны рассеивается в объемные волны. Сумма $|R|^2$, $|T|^2$ и V равна единице с точностью 10^{-4}. Диаграмма направленности рассеянных волн (рис. 6) определяется не только соотношением между длиной волны и шириной выс-

тупа, но и наличием резонанса при заданной высоте и частоте. Полную классификацию резонансов мы не проводили ввиду модельности задачи и отсутствия экспериментальных результатов. В экспериментах Яманучи с сотрудниками [8] по рассеянию волн Рэлея на элементах с большим эффектом накопления энергии возбуждаются, по-видимому, собственные моды системы. Однако сравнение с нашим расчетом, очевидно, невозможно.

Резюмируя, можно сказать, что в данной работе впервые проделан точный расчет рассеяния поверхностной волны Гуляева–Блюстейна на сильном возмущении поверхности в виде выступа (или бруска) с размерами соизмеримыми с длиной волны. Обнаружено, что коэффициент отражения волны по энергии может достигать $\simeq 50\%$, что позволяет использовать такие элементы в ПАВ-устройствах в качестве сосредоточенных отражателей.



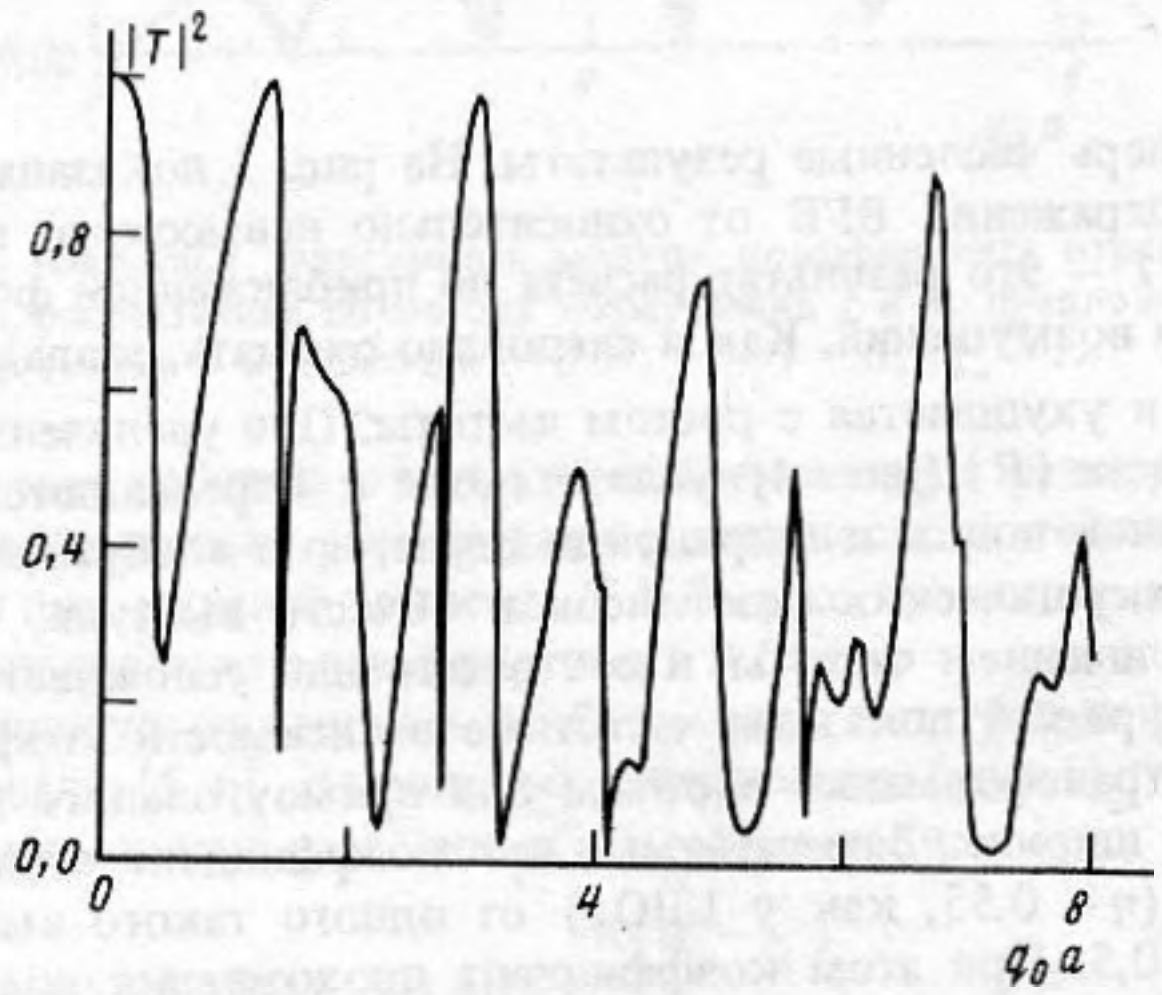


Рис. 5. Коэффициенты отражения $|R|^2$ прохождения $|T|^2$ по мощности и коэффициент преобразования в объемные волны V при $h/a = 2$

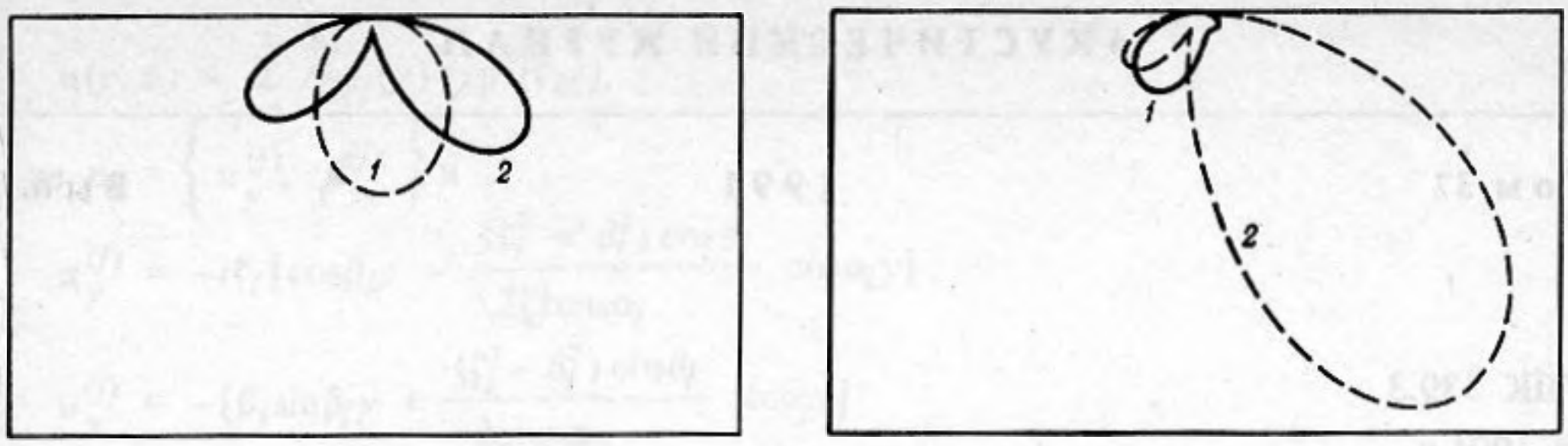


Рис. 6. Диаграммы направленности рассеянных волн при $a - q_0 a = 1{,}45$, $h/a = 0{,}6$ (*1*); 2(*2*). *б* – $h/a = 2$, $q_0 a = 1{,}55$ (*1*); 2,25 (*2*)

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А.А. Марадудину за обсуждение его работ по теории поверхностных акустических резонансов, в ходе которого возникла идея данного расчета, а также за любезно предоставленные нам копии статей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фильтры на поверхностных акустических волнах / Под ред. Мэттюза Г.: Пер. с англ. / Ред. Акпамбетов В.Б. М.: Радио и связь, 1981.
2. *Курач Т.Н., Плесский В.П., Шибанова Н.Н.* Отражение волны Гуляева–Блюстейна от единичного возмущения на поверхности пьезоэлектрика. Препринт № 5 (360). М.: ИРЭ АН СССР, 1983.
3. *Maradudin A.A., Ruan P., McGurn A.R.* Shear horizontal acoustic surface shape resonances // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 5. P. 3068–3074.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965.
5. *Гилинский И.А., Попов В.В.* Возбуждение акустоэлектрических волн в пьезоэлектриках внешними источниками // ЖТФ. 1976. Т. 46. № 11. С. 2233–2242.
6. *Tuan Y.-Sh.* On bulk waves excited at groove by Rayleigh waves // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 1. P. 36–41.
7. *Курач Т.Н., Плесский В.П., Терешков В.П.* Отражение волн Гуляева–Блюстейна от периодических неоднородностей на поверхности пьезоэлектрика. Препринт № 6 (362). М.: ИРЭ АН СССР, 1983.
8. *Yamanouchi K., Meguro T., Chen Z.H.* GHz-range wide band SAW unidirectional low-loss filters with large reflection coefficients // Proc. IEEE Ultrasonic Symp. 1987. P. 173–176.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10.10.90

E.A. Garova, V.P. Plessky

REFLECTION AND SCATTERING OF GULAEV–BLEUSTEIN WAVE BY A RESONANT ELEMENT

Reflection and scattering of Gulaev–Bleustein wave by a single strong reflector is considered. This reflector has a form of a rectangular ridge that is bonded to the planar surface of a piezoelectric substrate with thin metal layer. Incident wave excite the elastic vibration modes localized in the vicinity of the ridge (shear horizontal acoustic surface shape resonances, which were considered by A.A. Maradudin and coauthors) so that scattering and reflection of waves increase sharply on the eigenmode frequencies. The energy reflection coefficient in maxima increases up to $|R|^2 \approx 0{,}5 \div 0{,}6$ in strong piezoelectrics.