АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 5

УДК 534.22

ПРОДОЛЬНОЕ СМЕЩЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА В СИСТЕМЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК — ЗАЗОР — ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

Картук М. М., Филиппов В. В.

Исследовано продольное смещение и деформация акустического пучка при отражении на границе пьезоэлектрика в системе пьезоэлектрик — зазор — пьезоэлектрик. Численные расчеты проведены для системы $LiIO_3$ — зазор — ZnO.

При отражении объемных упругих волн, когда на границе сред возникают неоднородные волны, энергия которых распространяется вдоль границы, наблюдается продольное смещение отраженного пучка [1—4]. Если при этом выполняются резонансные условия, т. е. скорость перемещения фазы падающей волны вдоль границы, равная скорости неоднородной волны, достигает значения скорости поверхностной волны отражающей структуры, то смещение резко возрастает. Хорошо изученное явление такого типа — эффект Шоха [1, 2].

В настоящей работе исследовано смещение пучка поперечных пьезоактивных волн, падающих из пьезоэлектрика на границу его с другим пьезоэлектриком, отделенным от первого воздушным зазором ширины $h \sim \lambda$, где λ — длина волны пучка. В такой системе при определенных условиях за счет взаимодействия электрических полей в зазоре могут существовать связанные щелевые волны сдвигового [5], рэлеевского [6, 7] и смешанного сдвигово-рэлеевского типов [7, 8], а также возможно эффективное просачивание упругой волны через щель между пьезоэлектриками [9—11]. Ниже будет показано, что благодаря связи акустических колебаний через колебания электрического поля в зазоре можно осуществить резонансные условия для объемной волны в первом пьезоэлектрике и поверхностной волны во втором пьезоэлектрике. Таким образом в системе можно получить большие смещения отраженного пучка.

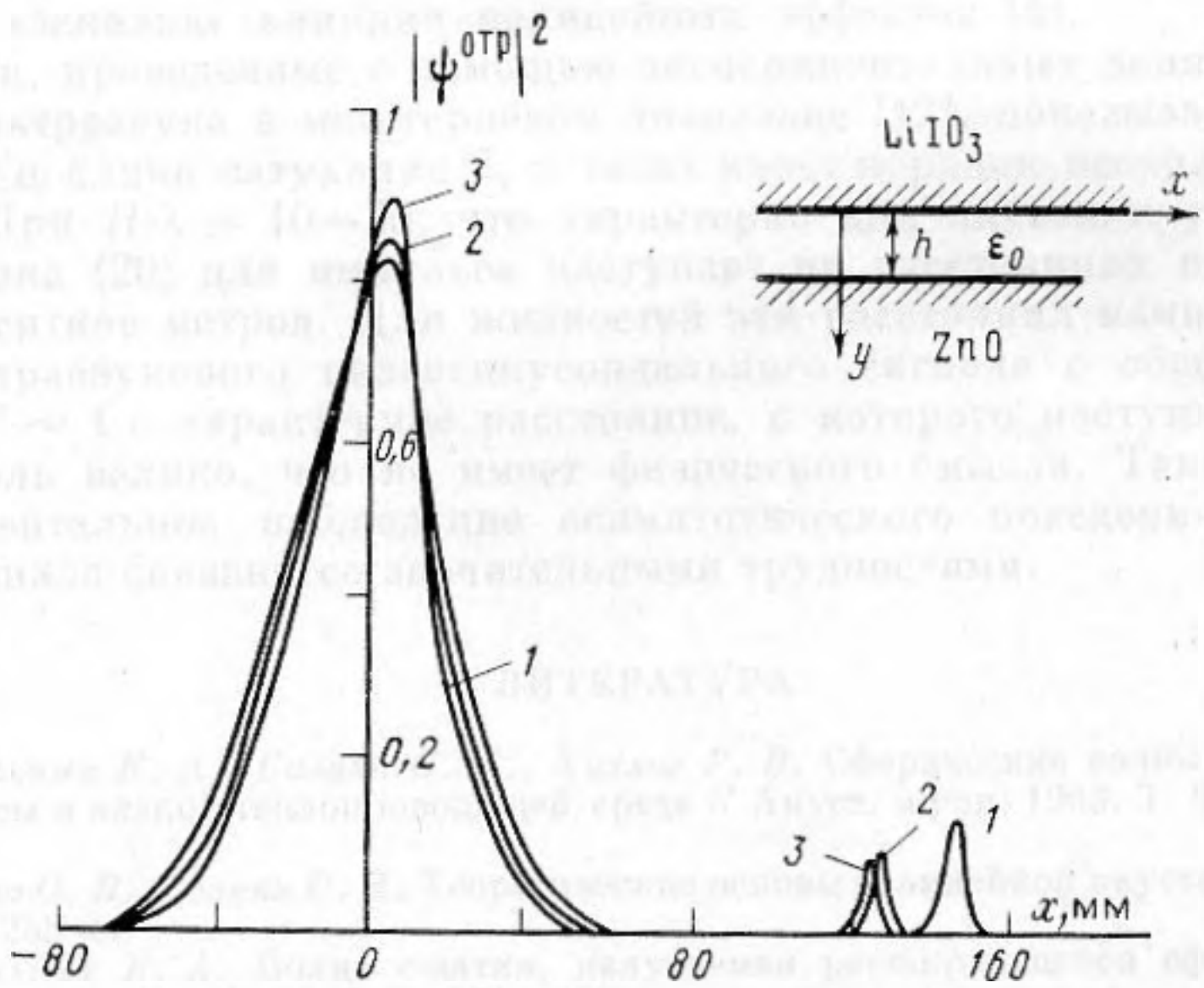

Рис. 1. Профиль отраженного пучка для различных углов расстройки падающего пучка от резонансного значения: *1* — $\varphi = \varphi_{гб}$, *2* — $\varphi = \varphi_{гб} - 3°$, *3* — $\varphi = \varphi_{гб} + 3°$ ($\varphi_{гб} = 61,73°$)

Рассмотрим два разных пьезоэлектрика класса 6, гексагональные оси L_6 которых перпендикулярны плоскости падения. Вектор упругого смещения в падающей волне параллелен L_6. Система координат показана на вставке к рис. 1. Обозначим через $\bar{c}_{44}^{(\sigma)} = c_{44}^{(\sigma)} + 4\pi e_{15}^{(\sigma)2}/\varepsilon^{(\sigma)}$ ($\sigma =$ $=$ I, II) — ужесточенные за счет пьезоэффекта упругие постоянные первого и второго пьезоэлектриков, $\varepsilon^{(\sigma)} = \varepsilon_{zz}^{(\sigma)}$ — их диэлектрические проницаемости. Представим пучок в виде суперпозиции плоских волн [2]. Полагая профиль амплитуды смещения $\psi_{\text{пад}}(x)$ падающего пучка на границе $y = 0$ гауссовым ($\psi_{\text{пад}}(x) \sim \exp(-x^2/a^2 + i\alpha x)$, где a — полуширина пучка, $\alpha = k \sin(\varphi_0)$, φ_0 — угол падения пучка), $\psi_{\text{отр}}(x)$ отраженного пучка найдем по формуле

$$\psi_{\text{отр}}(x) = \frac{a}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\zeta) \exp\left[-\frac{(\alpha - \omega\zeta)^2 a^2}{4} + i\omega\zeta x\right] d\zeta, \tag{1}$$

где $R(\zeta)$ — коэффициенты отражения спектральных плосковолновых составляющих ($\sim \exp[i\omega(t - \zeta x - m_y y)]$ пучка, $\zeta = (k/\omega)\sin\varphi$.

Отражение плоских сдвиговых волн для системы пьезоэлектрик — зазор — пьезоэлектрик анализировалось в [11], поэтому, не останавливаясь на деталях расчета, приведем окончательное выражение для $R(\zeta)$, которое будет использовано далее:

$$R(\zeta) = \frac{m_y^{(\mathrm{I})}\left(1 - Z\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}\right) + i\left(K_{14}^{(\mathrm{I})^2} + K_{15}^{(\mathrm{I})^2}\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}Z\right)}{m_y^{(\mathrm{I})}\left(1 - Z\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}\right) - i\left(K_{14}^{(\mathrm{I})^2} + K_{15}^{(\mathrm{I})^2}\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}Z\right)}, \tag{2}$$

где

$$Z = \frac{\left[m_y^{(\mathrm{II})}\left(1 + \dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}H\right) + \left(K_{14}^{(\mathrm{II})^2} - K_{15}^{(\mathrm{II})^2}\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}H\right)\zeta\right]\left(H + \dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}\right)}{\left[m_y^{(\mathrm{II})}\left(H + \dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}\right) + \left(K_{14}^{(\mathrm{II})^2}H - K_{15}^{(\mathrm{II})^2}\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}\right)\zeta\right]\left(1 + \dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}H\right)}. \tag{3}$$

Здесь $K_{14}^{(\sigma)^2} = \dfrac{4\pi e_{14}^{(\sigma)^2}}{\varepsilon^{(\sigma)}c_{44}^{(\sigma)}}$, $K_{15}^{(\sigma)^2} = \dfrac{4\pi e_{15}^{(\sigma)^2}}{\varepsilon^{(\sigma)}\bar{c}_{44}^{(\sigma)}}$, $m_y^{(\sigma)} = \sqrt{\rho^{(\sigma)}/\bar{c}_{44}^{(\sigma)} - \zeta^2}$, $\rho^{(\sigma)}$ ($\sigma =$ $=$ I, II) — плотность соответствующего пьезоэлектрика, $H =$ $= \operatorname{th}(2\pi h/\lambda)$; m_y — нормальная составляющая вектора рефракции [12] отраженной волны; ε_0 — диэлектрическая проницаемость материала в зазоре. Если преломленная во второй пьезоэлектрик волна неоднородна (m_y — мнимо), то $|R(\zeta)| = 1$. В первом приближении (т. е. без учета деформации пучка) продольное смещение можно найти из выражения [2]

$$\Delta = \frac{\partial(\arg R)}{\partial k_x} = \frac{\partial(\arg R)}{\omega\partial\zeta} \text{ или } \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\rho^{(\mathrm{I})}}{\bar{c}_{44}^{(\mathrm{I})}}}\,\frac{\partial(\arg R)}{\partial\zeta}. \tag{4}$$

Используя (2)—(4), получаем аналитическое выражение для продольного смещения плоской сдвиговой волны:

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\rho^{(\mathrm{I})}}{\bar{c}_{44}^{(\mathrm{I})}}} \times$$

$$\times \frac{\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}\left(K_{14}^{(\mathrm{I})^2} + K_{15}^{(\mathrm{I})^2}\right)m_y^{(\mathrm{I})}\dfrac{dZ}{d\zeta} + \left(1 - \dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}Z\right)\left(K_{14}^{(\mathrm{I})^2} + K_{15}^{(\mathrm{I})^2}\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}Z\right)\dfrac{m_y^{(\mathrm{I})^2} + \zeta^2}{m_y^{(\mathrm{I})}}}{\left[\left(1 - \dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}Z\right)m_y^{(\mathrm{I})}\right]^2 + \left[\left(K_{14}^{(\mathrm{I})^2} + K_{15}^{(\mathrm{I})^2}\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}Z\right)\zeta\right]^2}, \tag{5}$$

где

$$\frac{dZ}{d\zeta}=\frac{1}{m_y^{(\mathrm{II})}}\frac{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}(1-H^2)(K_{14}^{(\mathrm{II})^2}+K_{15}^{(\mathrm{II})^2})(m_y^{(\mathrm{II})^2}-\zeta^2)}{\left(H+\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}\right)\left(1+\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}H\right)\left(m_y^{(\mathrm{II})}+\frac{K_{14}^{(\mathrm{II})^2}H-K_{15}^{(\mathrm{II})^2}\varepsilon_0/\varepsilon^{(\mathrm{II})}}{H+\varepsilon_0\varepsilon^{(\mathrm{II})}}\right)}. \tag{6}$$

Выражения (5), (6) позволяют качественно проанализировать явления, происходящие при продольном смещении отраженного пучка. Нетрудно найти, что экстремум Δ/λ достигается при условии $Z\varepsilon_0/\varepsilon^{(\mathrm{I})}=1$; тогда

$$\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{\max}=\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\rho^{(\mathrm{I})}}{\bar{c}_{44}^{(\mathrm{I})}}}\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}\frac{m_y^{(\mathrm{I})}}{\zeta}\frac{dZ}{d\zeta}. \tag{7}$$

С учетом (3) находим резонансное значение тангенциальной составляющей волнового вектора падающей волны, равного $\omega\zeta$:

$$\omega\zeta=\sqrt{\frac{\rho^{(\mathrm{I})}}{\bar{c}_{44}^{(\mathrm{I})}}\frac{1}{1-\beta^2}},$$

$$\beta=\frac{\left[K_{15}^{(\mathrm{II})^2}\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{\mathrm{II}}}\right)^2-K_{14}^{(\mathrm{II})^2}\right](\varepsilon^{(\mathrm{I})}-\varepsilon_0)H-\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}[K_{15}^{(\mathrm{II})^2}(\varepsilon_0H^2-\varepsilon^{(\mathrm{I})})-K_{14}^{(\mathrm{II})^2}(\varepsilon_0-\varepsilon^{(\mathrm{I})}H^2)]}{(\varepsilon^{(\mathrm{I})}-\varepsilon_0)\left(1+\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}H\right)\left(H+\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{II})}}\right)}. \tag{8}$$

Из этого выражения, в частности, следует, что с увеличением ширины щели ($h\to\infty$ или $H\to 1$) $\omega\zeta\to\omega\zeta_{\text{гб}}$, где $\omega\zeta_{\text{гб}}$ — значение волнового вектора волны Гуляева — Блюстейна. Таким образом, распространяющаяся в первом пьезоэлектрике объемная пьезоактивная волна, которая сопровождается в зазоре колебаниями электрического поля, возбуждает пьезоактивную волну (волну Гуляева — Блюстейна) во втором пьезоэлектрике. Если зазор между пьезоэлектриками мал, то взаимодействие поверхностных электростатических колебаний в первом пьезоэлектрике с электрическим полем волны Гуляева-Блюстейна приводит к некоторому изменению (см. (8)) волнового вектора волны Гуляева — Блюстейна. При совпадении проекции волнового вектора падающей волны с волновым вектором возмущенной присутствием первого пьезоэлектрика вытекающей волны Гуляева — Блюстейна происходит значительное смещение отраженной волны. Из расчетов, проделанных на основании формул (5), (6), следуя, что при больших h ($h>\lambda$) смещение весьма значительно $\Delta/\lambda\sim 10^3-10^4$ и очень чувствительно к расстройке по углу падения: изменение φ на $0{,}02^\circ$ приводит к $\Delta/\lambda\sim 10^{-1}$. При малых h ($h/\lambda<0{,}5$) смещение $\Delta/\lambda\sim 10^2-10^3$ и менее критично к расстройке по углу падения.

Отметим, что при $\zeta>\zeta_{\text{гб}}$ и $h/\lambda>0{,}7$ для Δ/λ получаются небольшие ($\sim 0{,}1$) отрицательные значения продольного смещения. Как и для границы пьезоэлектрика с вакуумом, отрицательное смещение следует связывать со сложной структурой электрического поля в щели, приводящей к отрицательным направлениям потока энергии квазистатической волны электрического поля в вакууме [13].

При углах падения, близких к скользящему, $m_y^{(\mathrm{I})}\ll\zeta$ и из (5), (6) следует

$$\frac{\Delta}{\lambda}=\frac{1}{\pi}\frac{\zeta}{m_y^{(\mathrm{I})}}\frac{1-(\varepsilon_0/\varepsilon)^{(\mathrm{I})}Z}{K_{14}^{(\mathrm{I})^2}+K_{15}^{(\mathrm{I})^2}\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{(\mathrm{I})}}Z}\backsim 10^2-10^3. \tag{9}$$

Это увеличение Δ/λ обусловлено сильным изменением фазы вблизи скользящего угла падения [11]. Возрастание смещения при углах падения, близких к скользящему, отмечалось и при отражении на свободной границе упругой среды [4].

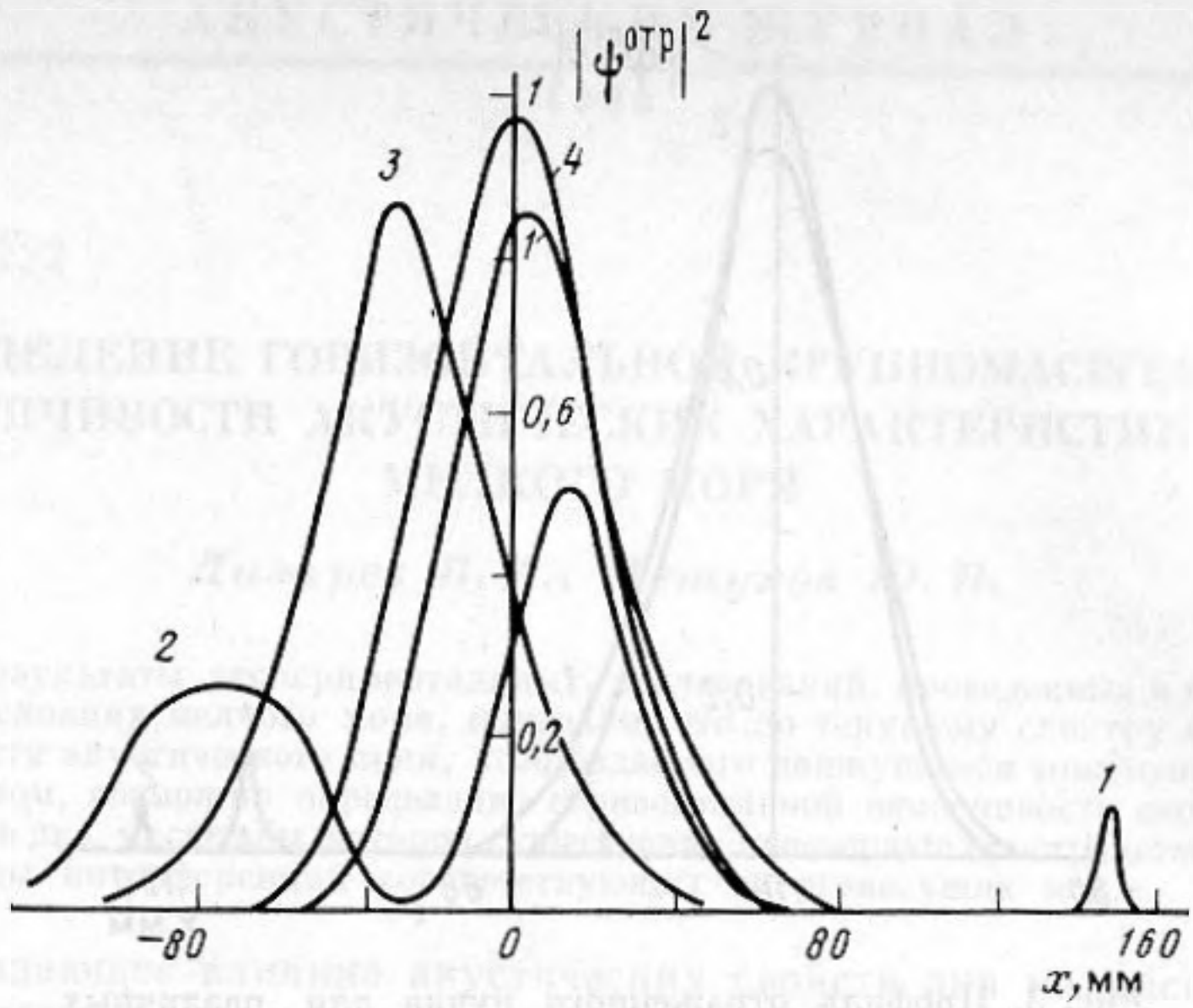

Рис. 2. Профиль отраженного пучка для различных ε_0 при $h/\lambda = 0{,}05$: *1* — 1, *2* — 2, *3* — 4, *4* — 6 ($\lambda = 1{,}75$ мм, $a = 20$ мм)

В резонансных условиях выражение (4) неприменимо, поскольку с увеличением смещения начинает сказываться деформация профиля пучка, которая значительно усложняет картину продольного смещения. Поэтому на основе выражений (1)—(3) были рассчитаны профили интенсивности отраженного пучка в зависимости от величины зазора, угла падения пучка и диэлектрической проницаемости материала в зазоре.

Расчеты были проделаны для системы $LiIO_3$ — вакуум — ZnO. Для широких пучков ($a \sim 1000\lambda$) даже при больших смещениях в условиях резонанса падающий и отраженный пучки на границе перекрываются, т. е. $\Delta/a \ll 1$, а деформация профиля отраженного пучка незначительна. Первое приближение достаточно хорошо описывает величину смещения и в этом случае. С уменьшением ширины пучка, когда становится существенной его расходимость, картина резко изменяется (рис. 1—3). Пучок частично деформируется и расщепляется. Значительно смещенной оказывается часть пучка (~13% по интенсивности на резонансном угле падения). Величина смещения составляет 5—7a, а фаза смещенного пучка сдвинута приблизительно на π относительно фазы основной части отраженного пучка. Расщепление отраженного пучка можно объяснить тем, что вследствие малой ширины падающего пучка только часть его энергии перекачивается посредством электрического поля в зазоре и трансформируется в вытекающую волну Гуляева — Блюстейна, которая, распространяясь вдоль зазора, переизлучает энергию в первый пьезоэлектрик и порождает смещенную часть отраженного пучка.

На рис. 2 представлены профили отраженного пучка на резонансном угле для различных значений ε_0 диэлектрической проницаемости материала в зазоре. Наибольшие деформации пучка и перераспределение энергии в нем происходят тогда, когда $1 - \varepsilon_0/\varepsilon^{(I)} Z$ близко к нулю (это следует из (5)). На рис. 3 показано расщепление и смещение отраженного пучка для различных зазоров. Изменяя его, можно в широких пределах изменять положение смещенной части отраженного пучка.

Если гексагональная ось L_6 второго пьезоэлектрика лежит в плоскости падения, то можно добиться резонанса при совпадении тангенциальной составляющей волнового вектора падающей волны и пьезоактивной поверхностной волны Рэлея вытекающего типа во втором пьезоэлектрике (измененной электрическим полем пьезоактивной волны в первом кристалле). Соответствующие расчеты были проделаны на основании формул

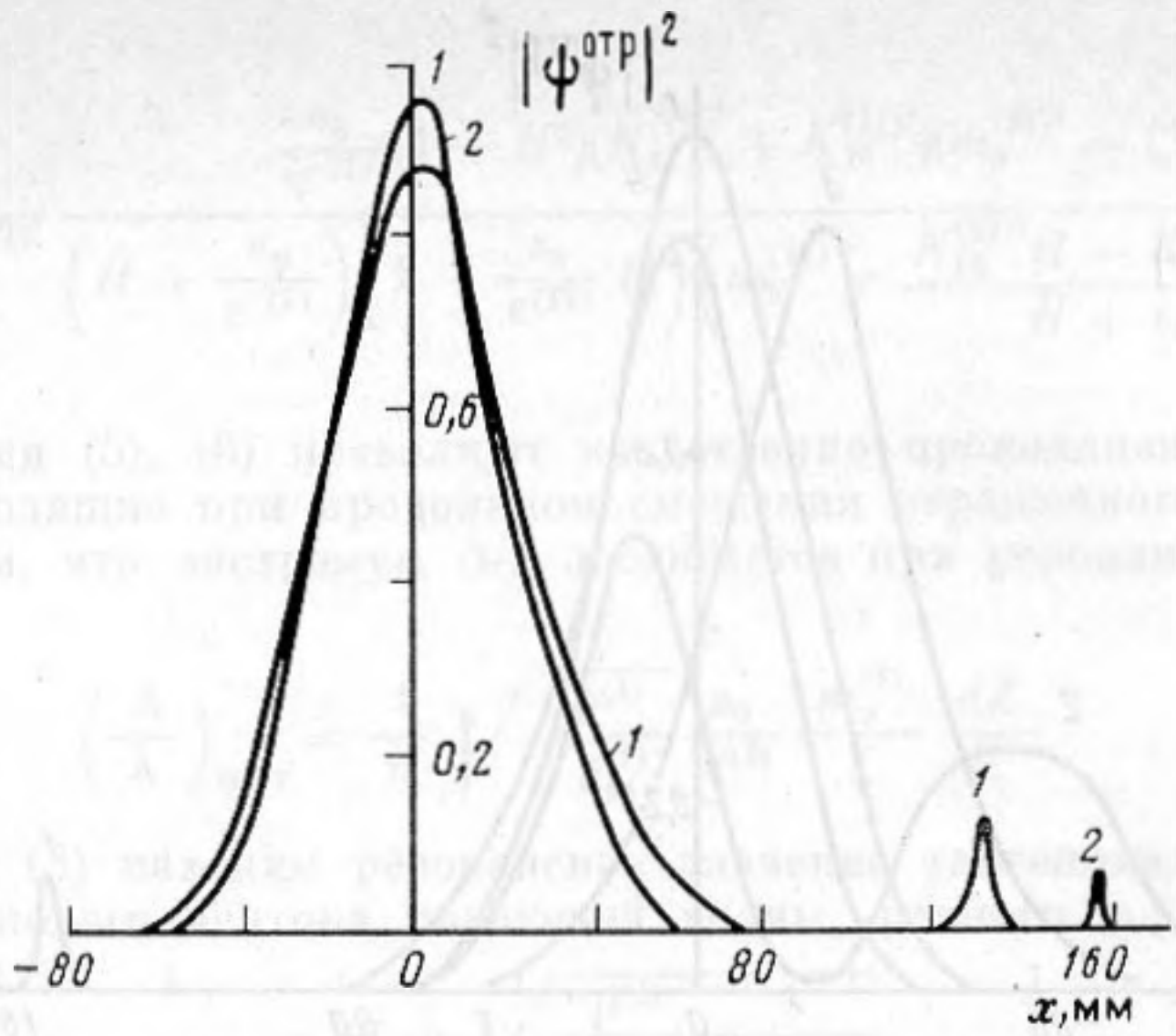

Рис. 3. Профиль отраженного пучка для различных значений толщины зазора: *1* — $h/\lambda = 0{,}05$, *2* — $h/\lambda = 0{,}1$

для коэффициента R, полученных в [7, 9], для той же системы $LiIO_3$ — вакуум — ZnO. Качественно результаты совпадают с исследованным выше случаем. Однако максимумы смещения приблизительно на 10% меньше, чем для случая резонанса на вытекающей волне Гуляева — Блюстейна. Это связано с меньшей скоростью волны Рэлея (согласно (9) Δ/λ пропорционально скорости поверхностной волны), вследствие чего «снос» вдоль границы энергии падающего пучка происходит на меньшие расстояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Schoch A.* Schallreflexion, Schallbeugung und Schallbrechung // Ergebn. Exakt. Naturwiss. 1950. B. 23. № 1. S. 127—130.
2. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
3. *Лямшев Л. М., Шевяхов Н. С.* Явление отрицательного смещения ультразвукового пучка при отражении от свободной границы пьезоэлектрического кристалла // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 6. С. 951—952.
4. *Филиппов В. В.* Смещение акустического пучка при отражении на границе твердого тела // Докл. АН БССР. 1982. Т. 26. № 6. С. 511—512.
5. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. М.: Наука, 1982. 236 с.
6. *Гуляев Ю. В., Плесский В. П.* Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 6. С. 716—719.
7. *Филиппов В. В., Асимова В. Д.* Связанные поверхностные волны рэлеевского типа в пьезоэлектриках, разделенных щелью // Кристаллография. 1987. Т. 31. № 5. С. 1094—1099.
8. *Filippov V. V.* Coupled surface Rayleigh and shear-Rayleigh waves in the gap between two piezoelectrics // Proc. Int. Sympos. Surface waves in Solids and layered structures. Novosibirsk, July 1—4. 1986. V. II. P. 50—54.
9. *Балакирев М. К., Горчаков А. В.* Просачивание упругой волны через зазор между пьезоэлектриками // Физика твердого тела. 1977. Т. 19. № 2. С. 588—593.
10. *Гуляев Ю. В., Плесский В. П.* Резонансное прохождение акустической волны через щель между двумя пьезоэлектриками // Физика твердого тела. 1978. Т. 20. № 1. С. 133—138.
11. *Балакирев М. К., Горчаков А. В.* Преломление объемной волны и поверхностные волны в системе пьезоэлектрик — зазор — пьезоэлектрик // Поверхность. Физика, химия, механика. 1986. № 5. С. 80—85.
12. *Федоров Ф. И.* Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
13. *Марышева Т. Н., Шевяхов Н. С.* О продольном потоке энергии при отражении поперечной волны на границе пьезокристалл — вакуум // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 413—415.

Брестский государственный
педагогический институт
им.А.С.Пушкина

Институт физики
Академии наук БССР

Поступила в редакцию
1.III.1988