АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 6, с. 816–822

УДК 534.2

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ПРОДОЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ИЗОТРОПНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАСТИНКЕ И ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С ДЕФЕКТАМИ

© 2001 г. **А. А. Карабутов, В. В. Кожушко*, И. М. Пеливанов, Г. С. Митюрич***

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Международный лазерный центр
119899 Москва, Воробьевы горы
E-mail: ivan@sasha.phys.msu.su

**Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины*
246699 Гомель, ул. Советская 104
E-mail: root@victor.belpak.gomel.by

Поступила в редакцию 17.07.2000 г.

Теоретически рассмотрена интерференция встречных продольных акустических волн в однородной изотропной поглощающей пластинке и периодической структуре с дефектом. Периодическая структура состоит из чередующихся поглощающих твердых и прозрачных жидких слоев. Дефект моделировался заменой твердого слоя жидким слоем такой же толщины. Исследовались зависимости спектра пропускания потока энергии от соотношения амплитуд и разности фаз между взаимодействующими волнами. Показано, что, варьируя параметры встречной волны давления, можно изменить пропускание прямой волны в широкой полосе частот. Получено условие для экстремумов амплитуды, прошедшей через поглощающей слой волны от отношения амплитуд взаимодействующих волн. Результаты исследований, проведенных с одномерной периодической структурой, показали возможность существенно изменить спектр пропускания выходящей из структуры волны давления, а также снять инвариантность этого спектра к перестановке k-ого и $(n-k+1)$-ого слоев (где n – число слоев в структуре).

Эффект увеличения пропускания в тонких металлических пленках в результате встречного взаимодействия электромагнитных волн, получивший в дальнейшем название "туннельной" интерференции, нашел развитие во многих работах. Исследовались как общие закономерности встречного взаимодействия электромагнитных волн в поглощающих кристаллических и изотропных средах, так и возможность применения эффекта туннельной интерференции в технологии и в различных исследовательских задачах [1–4]. Наиболее интересными результатами были зависимости интенсивности прошедшей поглощающую среду волны от амплитуды и фазы встречной волны, а также коэффициента поглощения света [2].

В работе [5], проводя аналогию между электромагнитными и упругими волнами, авторы теоретически показали возможность акустического просветления поглощающей упругой среды в результате встречной интерференции продольных акустических волн. Данная проблема является, несомненно, актуальной и интересной как для исследования поглощающих сред, так и многослойных структур, в которых в результате многократных переотражений упругих волн от границ [6] реализуется встречное взаимодействие. В указанной выше работе [5] авторы исследовали зависимость величины встречного интерференционного потока от разности фаз и толщины слоя.

В данной работе исследуется зависимость спектра пропускания проходящей через поглощающую среду волны давления от амплитуды и фазы встречной волны для двух случаев. В одном случае рассматривается однородная плоскопараллельная пластинка, в другом – одномерная периодическая структура (ПС), состоящая из чередующихся прозрачных жидких и поглощающих твердых слоев.

Рассмотрим интерференцию встречных продольных акустических волн в изотропной поглощающей пластинке. Предположим, что в иммерсионной жидкости имеются два ультразвуковых источника, между которыми находится плоскопараллельная пластинка, плоскость которой перпендикулярна отрезку, соединяющему источники (рис. 1). Из иммерсионной жидкости нормально к поверхности пластинки распространяются две продольные монохроматические волны давления различной амплитуды, имеющие на границах пластинки некоторую разность фаз φ, что можно записать как:

$$p_f = p_f \exp(i(\omega t - kx)),$$
$$p_b = p_b \exp(i(\omega t + kx + \varphi)) \qquad (1)$$

здесь p_f, p_b – амплитуды прямой и встречной волны давления соответственно, k – волновое число, ω – циклическая частота.

Предположив, что фронт рассматриваемых волн – плоский, возникновением сдвиговых волн на границе жидкость/твердое тело можно пренебречь [7, 8]. Продольные акустические волны, распространяясь внутри пластинки, многократно отражаются и интерферируют. Результат такого взаимодействия внутри пластинки можно описать с помощью двух волн, каждая из которых представляет собой суперпозицию одиночных волн, распространяющихся в одном направлении (см. рис. 1). Для упрощения задачи будем считать, что амплитуды волн давления достаточно малы, и нелинейные эффекты не проявляются, что, в свою очередь, позволяет исключить из рассмотрения зависимость от времени. Связь амплитуды волны давления и колебательной скорости для одномерного случая и среды без дисперсии дает выражение [9]:

$$\frac{\partial v(x,t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p(x,t)}{\partial x}, \qquad (2)$$

где ρ – плотность среды, v – колебательная скорость частиц среды.

Из граничных условий равенства давлений и колебательных скоростей на границах пластинки $x = 0$ и $x = d$ получим систему уравнений:

$$\begin{cases} p_f + p'_f = p_+ + p_-, \\ \dfrac{p_f}{\rho_0 c_0} - \dfrac{p'_f}{\rho_0 c_0} = \dfrac{p_+}{\rho c} - \dfrac{p_-}{\rho c}, \\ p_+\exp(-ikd) + p_-\exp(ikd) = p_b\exp(i\varphi) + p'_b, \\ \dfrac{p_+}{\rho c}\exp(-ikd) - \dfrac{p_-}{\rho c}\exp(ikd) = -\dfrac{p_b\exp(i\varphi)}{\rho_0 c_0} + \dfrac{p'_b}{\rho_0 c_0}, \end{cases} \qquad (3)$$

здесь ρ_0 и ρ, c_0 и c – плотности и скорости распространения звука для иммерсионной жидкости и пластинки соответственно. Амплитуды давления всех взаимодействующих волн определяются из решения системы (3). С практической точки зрения представляют интерес амплитуды волн давления, распространяющихся от пластинки в область I – p'_f или в область III – p'_b, которые можно представить в виде суммы прошедших пластинку волн и отраженных от нее [10].

Плотность потока мощности S акустической волны можно представить как [9]:

$$S = pv = \frac{|p|^2}{\rho c}. \qquad (4)$$

Нетрудно показать, что для прозрачной пластинки разность между энергетическими потоками, кото-

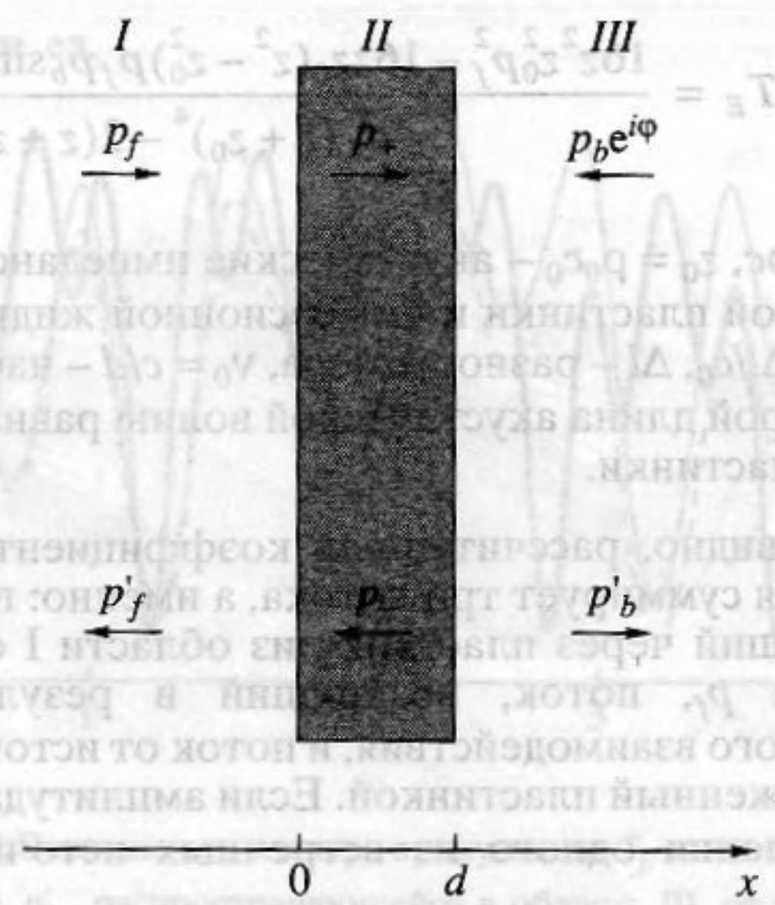

Рис. 1. Схема встречного интерференционного взаимодействия продольных акустических волн в изотропной поглощающей пластинке.

рые несут волны к пластинке и от нее, равна нулю, что говорит о сохранении полного потока и позволяет применить полученные результаты для теоретических исследований поглощающих сред.

Численный анализ зависимости энергии, переносимой волной p'_b в III от амплитуды просветляющей волны p_b, необходимо проводить, зафиксировав общее количество энергии, подводимое к пластинке. В противном случае неуместно говорить об энергетическом выигрыше в результате встречного взаимодействия [5]. С этой целью введем параметр a, изменяющийся в диапазоне от 0 до $\pi/4$ (выбор обусловлен геометрией задачи и отсутствием качественно новых решений в диапазоне $\pi/4$–$\pi/2$), а амплитуды давления положим как $p_f = \cos a$ и $p_b = \sin a$. Тогда получим последовательность амплитуд волн давления от случая однонаправленного распространения ($a = 0$) до случая, когда амплитуды встречных волн равны (при $a = \pi/4$).

Будем считать, что если расстояние от источников до ближайших границ пластинки различны, то между взаимодействующими волнами присутствует разность хода, т.е. в исследуемом частотном диапазоне разность фаз прямо пропорциональна частоте. В отсутствие разности хода все волны выделенного спектрального диапазона подходят к границам пластинки синфазно. Тогда коэффициент пропускания T_E для потока энергии (нормированный на полный поток энергии, подводимый к пластинке волнами одной частоты), который волна p'_b переносит в область III запишется как:

$$T_E = \frac{16z^2z_0^2p_f^2 - 16zz_0(z^2 - z_0^2)p_fp_b\sin(2\pi\nu/\nu_0)\sin(\varphi) + 2(z^2 - z_0^2)^2p_b^2(1 - \cos(4\pi\nu/\nu_0))}{(z + z_0)^4 - 2(z + z_0)^2(z_0 - z)^2\cos(4\pi\nu/\nu_0) + (z_0 - z)^4}, \quad (5)$$

где $z = \rho c$, $z_0 = \rho_0 c_0$ – акустические импедансы исследуемой пластинки и иммерсионной жидкости, $\varphi = 2\pi\nu\Delta l/c_0$, Δl – разность хода, $\nu_0 = c/d$ – частота, на которой длина акустической волны равна толщине пластинки.

Как видно, рассчитанный коэффициент пропускания суммирует три потока, а именно: поток, прошедший через пластинку из области I от источника p_f, поток, возникший в результате встречного взаимодействия, и поток от источника p_b, отраженный пластинкой. Если амплитуда волны давления одного из встречных источников равна нулю, выражение (5) будет описывать отраженный или прошедший пластинку поток для однонаправленного случая. Поток, возникающий в результате встречного взаимодействия, описывает выражение $16zz_0(z^2 - z_0^2)\sin(2\pi\nu/\nu_0)\sin(\varphi)p_fp_b$. Разность фаз имеет ключевое значение в определении величины и направления встречного потока. Увеличение или уменьшение потока в область III определяется знаком этого выражения. Если разность фаз между взаимодействующими волнами равна целому числу π (отсутствие разности фаз – частный случай), то полный поток в область III равен сумме прошедшего и отраженного от пластинки потоков.

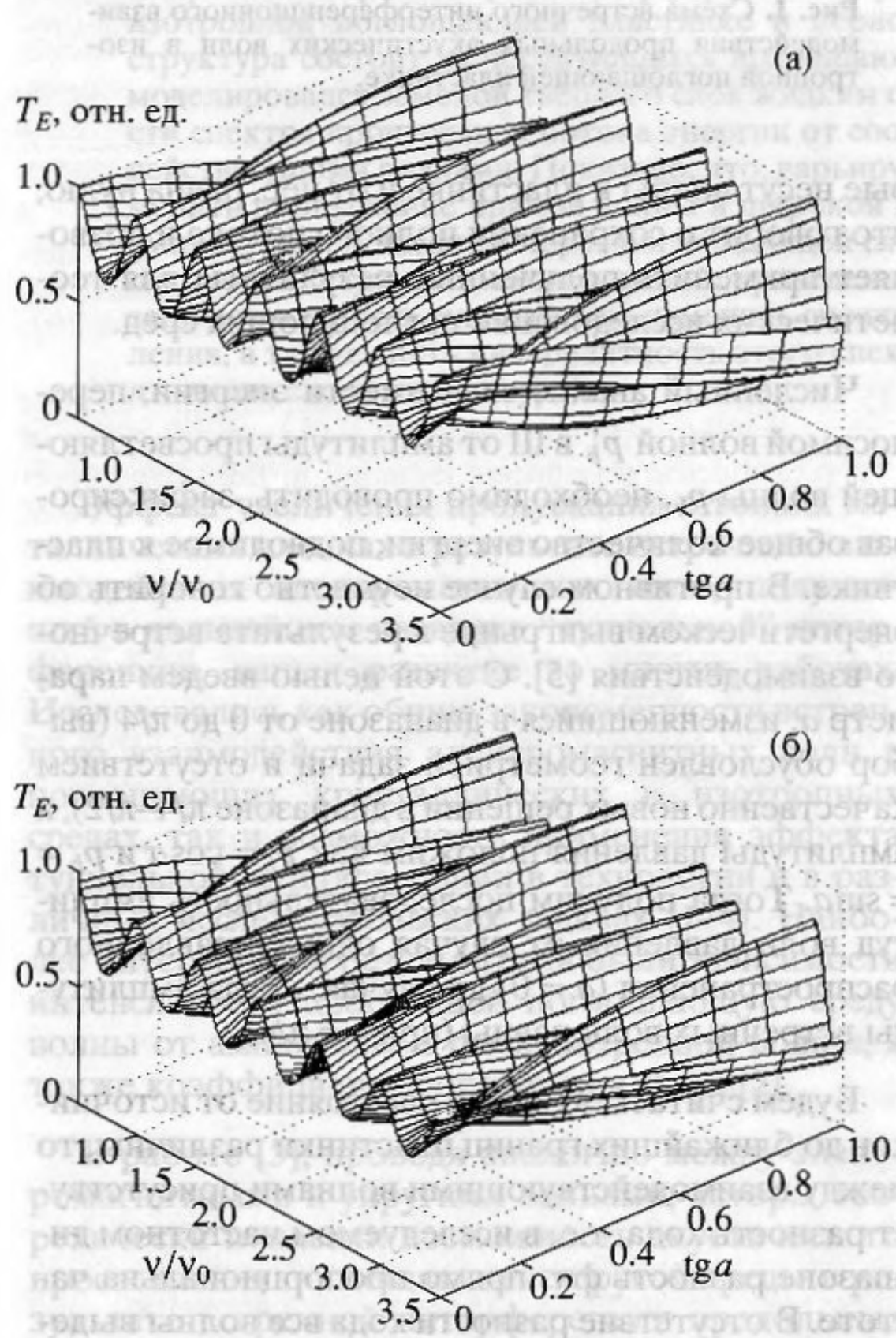

Рис. 2. Зависимость спектра пропускания T_E потока энергии, переносимого волной давления p_b' в область III, от соотношения амплитуд $\lg a$ между встречными волнами при разности хода $\Delta l = 2 \times 10^{-3}$ м: а – прозрачная пластинка, б – поглощающая пластинка (добротность $Q = 1/\alpha\lambda = 30$).

Зависимость потока энергии, переносимого волной p_b' через прозрачную пластинку в область III от частоты и отношения амплитуд давления (параметра a) когда между взаимодействующими волнами имеется разность хода, представлена на рис. 2а. Параметры пластинки и иммерсионной жидкости были взяты характерными для оргстекла и воды: $d = 1.6 \times 10^{-3}$ м, $\rho = 1.12 \times 10^3$ кг/м^3, $c = 2.65 \times 10^3$ м/с, $\rho_0 = 1 \times 10^3$ кг/м^3, $c_0 = 1.49 \times 10^3$ м/с, $\Delta l = 2 \times 10^{-3}$ м, $\nu_0 = c/d$.

Максимумы проходящего через пластинку потока в случае однонаправленного взаимодействия появляются, когда толщина пластинки равна целому числу длин полуволн. В прозрачной пластинке на соответствующих частотах ($\nu = \nu_0(m + 1)/2$, где m – целое число) пропускание не зависит от разности фаз между взаимодействующими встречными волнами. Далее будет показано, что при наличии поглощения это не выполняется.

Для поглощающей пластинки представим скорость звука в среде в виде комплексного числа, мнимая часть которого описывает поглощение:

$$c = \frac{c}{(1 - i/2\pi Q)}, \quad (6)$$

где Q – добротность, связывающая поглощение с длиной акустической волны (частотой). В исследуемой области частот 0.5–5 МГц поглощение в оргстекле линейно растет с частотой: $Q = 1/\alpha\lambda \approx 30$ [11]. Для воды поглощение в рассматриваемой области частот незначительно.

Результаты исследований, выполненных для поглощающей пластинки, представлены на рис. 2б. Учет поглощения в среде ведет к очевидному уменьшению пропускания с ростом частоты. Однако можно заметить, что зависимость $T_E(\nu)$ для пластинки с поглощением не является монотонной и экспоненциально-затухающей. Учитывая только члены первого порядка малости по коэф-

фициенту поглощения, коэффициент пропускания по энергии может быть выражен как:

$$T_E = [16z^2z_0^2p_f^2\exp(-2\nu/\nu_0Q) + Int(\alpha, a) + \\ + (z^2 - z_0^2)^2 p_b^2(\exp(-4\nu/\nu_0Q)) - \\ - 2\exp(-2\nu/\nu_0Q)\cos(2\pi\nu/\nu_0) + 1)]/A, \quad (7)$$

где

$$Int(\alpha, a) = 8zz_0(z^2 - z_0^2)(\exp(-\nu/\nu_0Q)\times \\ \times\cos(2\pi\nu/\nu_0 + \varphi) - \exp(-3\nu/\nu_0Q)\times \\ \times\cos(2\pi\nu/\nu_0 - \varphi))p_fp_b - \frac{8}{2\pi Q}zz_0(z_0^2 + z^2)\times \\ \times(\exp(-\nu/\nu_0Q)\sin(2\pi\nu/\nu_0 + \varphi) - \\ - \exp(-3\nu/\nu_0Q)\sin(2\pi\nu/\nu_0 - \varphi))p_fp_b,$$

$$A = (z + z_0)^4 - \\ - 2(z_0^2 - z^2)^2\exp(-2\nu/\nu_0Q)\cos(2\pi\nu/\nu_0) + \\ + (z - z_0)^4\exp(-4\nu/\nu_0Q).$$

Как видно из (7), поглощение в целом приводит к уменьшению пропускания. При этом в выражении, описывающем интерференционное взаимодействие, присутствует пропорциональное коэффициенту поглощения слагаемое. Однако оно не может существенно изменить пропускание из-за малости своей величины. Изменение пропускания носит затухающе-осциллирующую зависимость, определяемую добротностью Q и соотношением амплитуд и фаз взаимодействующих волн.

При изменении разности хода Δl между взаимодействующими волнами изменяется амплитуда распространяющейся в область III волны давления. Результаты исследования зависимости амплитуды прошедшей пластинку волны от разности хода в широкой полосе частот представлены на рис. 3. Величина p_b' определяется соотношением амплитуд давления встречных волн и разностью фаз φ между ними. В общем случае произвольного отношения амплитуд встречных волн она ограничена их суммой и разностью. Увеличение разности хода между взаимодействующими волнами увеличивает разность фаз $\varphi = \frac{2\pi\nu}{c}\Delta l$ и, как следствие, изменяет величину и направление потока (5), (7). В спектре пропускания ультразвука пластинкой увеличение разности хода между взаимодействующими волнами приведет к более частым изменениям направления потока с изменением частоты. В отсутствие разности хода между взаимодействующими волнами при равных амплитудах встречных волн во всем частотном диапазоне в область III будет распространяться половина полного потока энергии, подводимого к пластинке, (предсказуемый результат, который можно получить из симметрии рассматриваемой задачи).

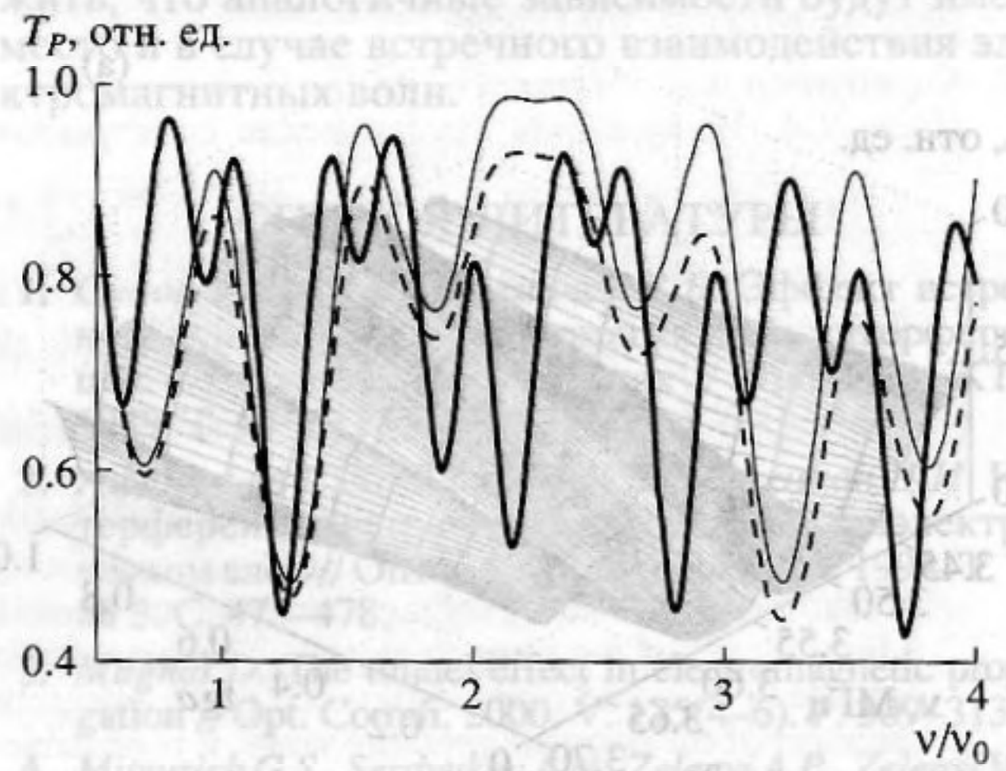

Рис. 3. Зависимость спектра пропускания T_p волны давления p_b', распространяющейся в область III, от нормированной частоты ν/ν_0 при взаимодействии встречных волн различных амплитуд (параметр $a = \pi/7$), имеющих разность хода: для прозрачной пластинки – $\Delta l = 0.5 \times 10^{-3}$ м – тонкая линия; для поглощающей пластинки – $\Delta l = 0.5 \times 10^{-3}$ м – пунктирная линия, $\Delta l = 2 \times 10^{-3}$ м – жирная линия.

Интерес вызывает вопрос, связанный с исследованием зависимости пропускания ультразвука от соотношения амплитуд встречных волн фиксированной частоты и разности фаз между ними. Учитывая поглощение в пластинке, согласно [6], условие для экстремумов амплитуды прошедшей волны давления можно записать как:

$$\mathrm{tg}\,a = \frac{\exp(i2\pi\nu/\nu_0 + \nu/\nu_0Q) - \exp(-i2\pi\nu/\nu_0 - \nu/\nu_0Q)}{4}\left(\frac{z}{z_0}\frac{1 + i/2\pi Q}{1 + 1/4\pi^2Q^2} - \frac{z_0}{z}\left(1 - \frac{i}{2\pi Q}\right)\right)\exp(i\varphi). \quad (8)$$

Сравним его с условием для экстремумов в случае прозрачной пластинки, которое можно получить из (8) в результате предельного перехода, положив $Q = \infty$

$$\mathrm{tg}\,a = \frac{i\sin(2\pi\nu/\nu_0)}{2}\left(\frac{z}{z_0} - \frac{z_0}{z}\right)\exp(i\varphi). \quad (9)$$

Из (9) видно, что при произвольном соотношении длин взаимодействующих волн и толщины пластинки, в силу вещественности $\mathrm{tg}\,a$, экстремумы проявляются при $\varphi = \frac{\pi}{2}(2m + 1)$, где m – целое число. Кроме того, если на толщине пластинки укла-

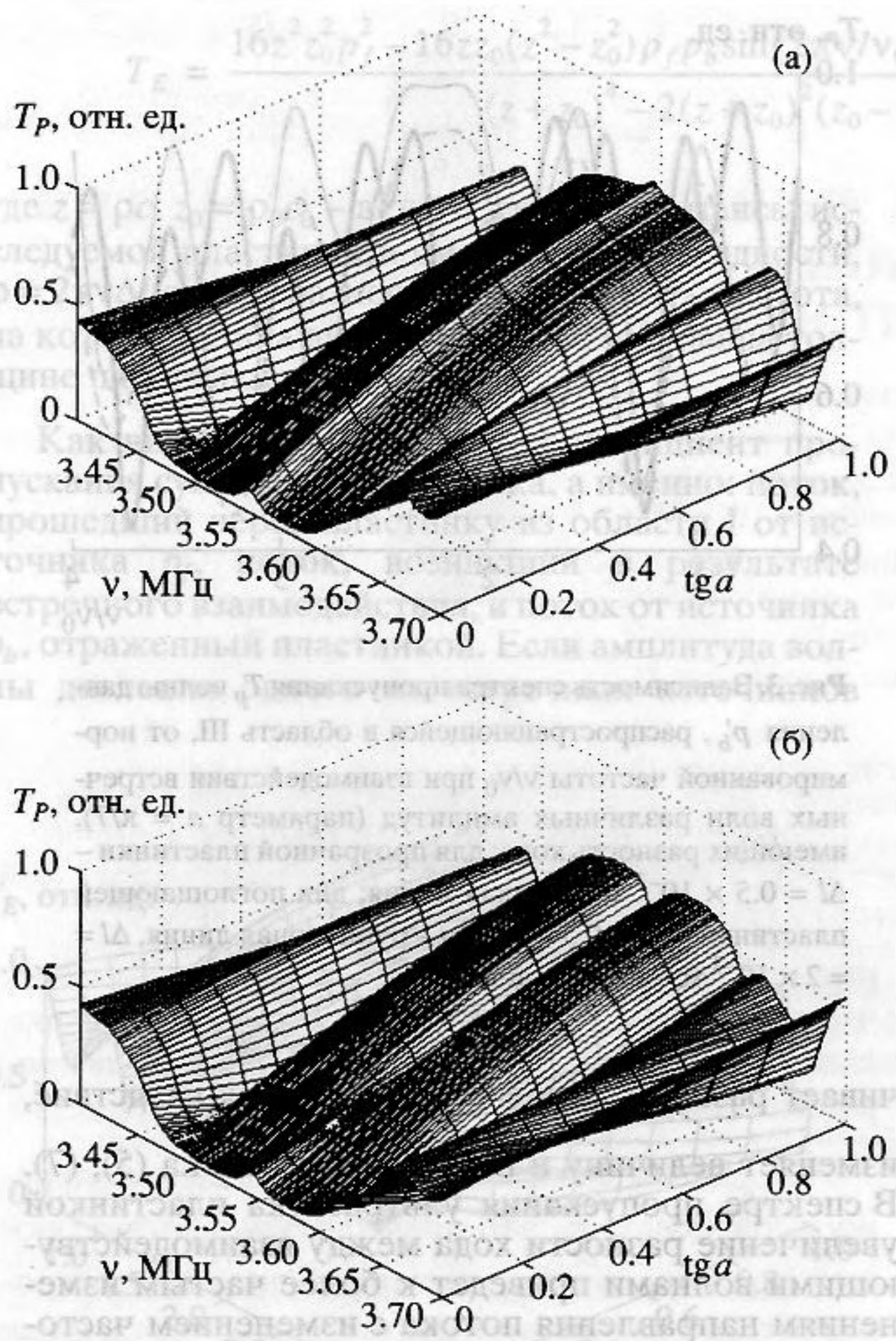

Рис. 4. Зависимость спектра пропускания ультразвука T_p периодической структурой, состоящей из 10 слоев оргстекла и 9 слоев воды ($d = 1.6 \times 10^{-3}$ м, $c = 2.65 \times \times 10^3$ м/с, $d_0 = 1 \times 10^{-3}$ м, $c_0 = 1.49 \times 10^3$ м/с) с моделируемым дефектом при разности хода между взаимодействующими волнами $\Delta l = 0.2 \times 10^{-3}$ м. Дефектный слой: а) 7-й, б) 13-й.

дывается целое число длин полуволн, разность фаз не оказывает никакого влияния на амплитуду прошедшей волны. Для поглощающей пластинки при прочих равных условиях в указанной зависимости появляется сдвиг фазы по отношению к случаю прозрачной пластинки. Величина сдвига включает в себя постоянную составляющую (скобка в (8)) и составляющую, зависящую от длины волны (частоты), которая существенна только при сильном поглощения. Амплитуда прошедшей поглощающую пластинку волны меньше амплитуды волны, прошедшей прозрачную пластинку. Однако, изменив разность фаз на некоторых участках, пропускание можно увеличить (см. рис. 3). Таким образом, встречное взаимодействие при вариации разности фаз и соотношения амплитуд взаимодействующих волн позволяет изменить спектр пропускания поглощающей пластинки.

Далее рассмотрим встречное взаимодействие в одномерных ПС. При однонаправленном распространении ультразвуковых волн через одномерные ПС спектр пропускания состоит из областей прозрачности и непрозрачности [12–15]. Если в структуре имеется дефект (слой, нарушающий периодичность структуры), то в спектре пропускания в области непрозрачности появляется локальный максимум [12, 16]. Экспериментальные результаты по определению спектров пропускания в случае однонаправленного взаимодействия хорошо согласуются с выполненными расчетами [12], на основании чего была предложена возможность применения метода неразрушающего контроля на базе широкополосной акустической спектроскопии [17] с лазерным источником ультразвука [18]. Решая эту проблему, необходимо подчеркнуть, что спектры пропускания, полученные для прямого и обратного положения ПС с дефектом, в случае однонаправленного распространения идентичны. Как будет показано ниже, встречное взаимодействие акустических волн устраняет данную неоднозначность.

Предположим, что многослойная структура состоит из n изотропных слоев, физические постоянные и толщины которых известны. Продольные акустические волны распространяются к структуре с противоположных направлений. Граничные условия, записанные для каждой из границ многослойной структуры, дают систему, аналогичную (3):

$$\begin{cases} P_f + P'_f = P_1^+ + P_1^-, \\ \dfrac{1}{c_0\rho_0}(P_f - P'_f) = \dfrac{1}{c_1\rho_1}(P_1^+ - P_1^-), \\ \ldots \\ P_k^+ e^{-i\frac{\omega}{c_k}x_k} + P_k^- e^{i\frac{\omega}{c_k}x_k} = P_{k+1}^+ + P_{k+1}^-, \\ \dfrac{1}{c_k\rho_k}\left(P_k^+ e^{-i\frac{\omega}{c_k}x_k} - P_k^- e^{i\frac{\omega}{c_k}x_k}\right) = \dfrac{1}{c_{k+1}\rho_{k+1}}(P_{k+1}^+ - P_{k+1}^-), \\ \ldots \\ P_n^+ e^{-i\frac{\omega}{c_n}x_n} + P_n^- e^{i\frac{\omega}{c_n}x_n} = P_b e^{i\varphi} + P'_b, \\ \dfrac{1}{c_n\rho_n}\left(P_n^+ e^{-i\frac{\omega}{c_n}x_n} - P_n^- e^{i\frac{\omega}{c_n}x_n}\right) = \dfrac{1}{c_0\rho_0}(-P_b e^{i\varphi} + P'_b), \end{cases} \quad (10)$$

где x_k – толщины k-го слоя; ρ_k и c_k – плотность и скорость звука в левом от границы слое; ρ_{k+1} и c_{k+1} справа от него соответственно; P_k^+ и P_k^- – амплитуды волн давления внутри k-ого слоя; k из-

меняется от 0 (первая граница) до n (последняя граница); ρ_0 и c_0 – плотность и скорость звука в иммерсионной жидкости. Таким образом, получается система $2n + 2$ уравнений с таким же числом неизвестных, решение которой дает амплитуды волн давления. Для практического приложения нас интересуют амплитуды волн, распространяющихся от структуры. Как и в случае с пластинкой, будем рассматривать зависимости пропускания, зафиксировав полный поток энергии на всех частотах (используем параметр a).

Приведем результаты исследования амплитуд волны давления (обозначена на рисунке как T_p). Рассматриваемая периодическая структура состояла из 10 слоев оргстекла ($d = 1.6 \times 10^{-3}$ м) и 9 слоев воды ($d_0 = 1 \times 10^{-3}$ м). Моделированный дефект представлял собой слой оргстекла, замененный слоем воды такой же толщины. Поглощение в оргстекле учитывалось таким же способом как и в случае с пластинкой, а поглощением ультразвука в воде пренебрегалось. Численный анализ был выполнен с использованием программного пакета MATLAB.

На рис. 4 представлены зависимости спектров пропускания периодических структур с дефектами (7 и 13 слои) для различных соотношений амплитуд встречных волн и разностью хода между ними, равной 0.2 мм. Важно отметить, что в случае однонаправленного взаимодействия ($a = 0$), спектры пропускания исследуемых структур будут идентичны, а в области непрозрачности появляется локальный максимум, который на графике приблизительно соответствует частоте 3.52 МГц. Встречное взаимодействие исключает такую неоднозначность: при $a \neq 0$ спектры пропускания ультразвука ПС различны (особенно различие заметно на частоте вблизи локального максимума). Увеличение разности хода между взаимодействующими волнами не дает новых результатов по сравнению с плоскопараллельной пластинкой, но изменяет характер пропускания в широкой полосе частот, в том числе и в области непрозрачности.

Таким образом, рассмотренная проблема встречного взаимодействия, как и эффект просветления, имеют интерференционную природу. Под энергетическим выигрышем можно понимать увеличение прошедшего потока в результате изменений параметров второго источника. Встречное взаимодействие дает возможность моделировать прошедший через пластинку поток в широкой полосе частот. В работе получено выражение для экстремумов амплитуды ультразвуковой волны, прошедшей поглощающую пластинку. Результаты моделирования для одномерных ПС показали различие спектров пропускания ультразвука у структур с симметричными относительно центра дефектными слоями (рис. 4), которые были идентичны в случае одного источника. Полученные результаты могут быть полезны в неразрушающем контроле. Можно предположить, что аналогичные зависимости будут иметь место и в случае встречного взаимодействия электромагнитных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* Эффект встречной туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 21. С. 34–37.
2. *Афанасьев С.А., Ефимов В.В., Семенцов Д.И.* Интерференция встречных волн в тонком диэлектрическом слое // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. № 3. С. 475–478.
3. *Mugnai D.* The tunnel effect in electromagnetic propagation // Opt. Comm. 2000. V. 175(4–6). P. 309–313.
4. *Mityurich G.S., Serdyukov A.N., Zelenyi A.P., Zelenyi V.P.* Photoacoustic transformation in magnetically active media under interaction of opposing light waves // Journal de Physicue. 1994. V. 4. P. 769–771.
5. *Ефимов В.В., Семенцов Д.И.* Интерференция встречных волн в упругой изотропной среде с диссипацией энергии // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 565–567.
6. *Bal G., Keller J.B., Papanicolaou G., Ryzhik L.* Transport theory for acoustic waves with reflection and transmission at interfaces // Wave Motion. 1999. V. 30(4). P. 303–327.
7. *Hutchins D.A., Dewhurst R.J., Pulmer S.B., Scruby C.B.* Laser generation as a standard acoustic sours in metals // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38(9). P. 677–679.
8. *Карабутов А.А., Кононец К.В., Подымова Н.Б.* Широкополосная акустическая спектроскопия сдвиговых волн на основе термооптического источника ультразвука // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 95–100.
9. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
10. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
11. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.
12. *Карабутов А.А., Кожушко В.В., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б.* Исследование оптико-акустическим методом прохождения широкополосных ультразвуковых сигналов через периодические одномерные структуры // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 4. С. 510–515.
13. *Scott W.R., Gordon P.F.* Ultrasonic analysis for nondestructive testing of layered composite materials // J. Acoust. Soc. Am. 1977. V. 62(1). P. 108–116.
14. *Kushwacha M.S., Halevi P., Dobrsynski L, Djafari-Rouchani.* Acoustic band structure of periodic elastic composites // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71(13). P. 2022–2025.
15. *Tao Yu, Yan-Feng Chen, Yong-Yuan Zhu et al.* Acoustic property of $PbTiO_3/SrTiO_3$ multilayer structures prepared by MOCVD and PLD methods // Appl. Surf. Scien. 1999. V. 138–139. P. 609–612.
16. *James R., Woodley S.M., Dyer C.M., Humphrey V.F.* Sonic bands, bandgaps and defect states in layred struc-

tures – Theory and experiment // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97(4). P. 2041–2047.

17. *Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б., Пыж В.А.* Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 311–323.

18. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.

Interference of Opposing Longitudinal Acoustic Waves in an Isotropic Absorbing Plate and a Periodic Structure with Defects

A. A. Karabutov, V. V. Kozhushko, I. M. Pelivanov, and G. S. Mityurich

Interference of longitudinal acoustic waves propagating in opposite directions in a homogeneous isotropic absorbing plate and a periodic structure with a defect is considered theoretically. The periodic structure consists of alternating absorbing solid and transparent liquid layers. The defect is modeled by replacing a solid layer by a liquid layer of the same thickness. The dependences of the transmission spectrum of the energy flux on the amplitude ratio and phase difference of the interacting waves are studied. It is shown that, by varying the parameters of the opposite pressure wave, it is possible to change the transmission spectrum of the direct wave in a wide frequency range. An expression is obtained to determine the extremums of the wave amplitude transmitted through an absorbing plate depending on the amplitude ratio of the interacting waves. The results of studying a one-dimensional periodic structure demonstrate the possibility to change considerably the transmission spectrum of the pressure wave leaving the structure and also to eliminate the invariance of this spectrum under the interchange of the kth and $(n - k + 1)$th layers (where n is the total number of layers in the structure).