

УДК 534.26

ОБ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЯХ Т-ОБРАЗНО СОЧЛЕНЕННЫХ ПЛАСТИН, НАХОДЯЩИХСЯ В КОНТАКТЕ С ЖИДКОСТЬЮ

В. А. Вешев, Д. П. Коузов

Исследовано точное решение стационарной задачи о колебаниях Т-образного сочленения пластин в предположении, что полубесконечная пластина находится в двухстороннем контакте с жидкостью, а бесконечная — в одностороннем. В качестве источника поля принята поверхностная волна, набегающая по бесконечной пластине, а также сосредоточенная гармоническая сила, приложенная к этой пластине.

Теоретическому исследованию внешнего акустического поля Т-образно сочлененных пластин посвящены работы [1—3]. В них учитывается контакт с внешней средой только одной из пластин (бесконечной). Такое упрощение приводит к принципиальному облегчению используемого математического аппарата. Метод нахождения решения, который позволяет избежать указанного упрощения, предложен в работе [4]. В работе [5] в точной постановке рассмотрена простейшая задача о колебаниях двух ортогонально сочлененных пластин, контактирующих с внешней средой (пластины предполагаются полубесконечными, а контакт со средой — односторонним). Как показали расчеты, внешняя среда существенно изменяет энергетические характеристики колебательных процессов в пластинах. Представляется полезным проведение подобного рассмотрения для Т-образного сочленения пластин.

Пусть к бесконечной пластине ($-\infty < x < +\infty, y=0$) толщиной h_1 под прямым углом жестко прикреплена полубесконечная пластина ($x=0, 0 < y < +\infty$) толщиной h_2 . Верхнее полупространство ($0 < |x| < +\infty, y > 0$) заполнено идеальной сжимаемой жидкостью. Предполагается, что пластины способны лишь к изгибным колебаниям, описываемым уравнением Кирхгофа теории тонких пластин. В качестве источника поля рассмотрим сперва поверхностную изгибную волну, набегающую справа вдоль горизонтальной пластины.

Звуковое давление в жидкости $P(x, y)$ является решением однородного уравнения Гельмгольца

$$(1) \quad (\Delta + k^2)P(x, y) = 0 \quad (x \neq 0, y > 0)$$

при граничных

$$(2) \quad \left[\left(\frac{\partial^4}{\partial x^4} - \kappa_1^4 \right) \frac{\partial}{\partial y} + \nu_1 \right] P(x, +0) = 0 \quad (x \neq 0)$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^4}{\partial y^4} - \kappa_2^4 \right) \left[\frac{\partial P(+0, y)}{\partial x} + \frac{\partial P(-0, y)}{\partial x} \right] + \nu_2 [P(+0, y) - P(-0, y)] = 0 \quad (y > 0)$$

$$\frac{\partial P(+0, y)}{\partial x} = \frac{\partial P(-0, y)}{\partial x} \quad (y > 0)$$

$$(3) \quad \lim_{y \rightarrow +0} \frac{\partial P(\pm 0, y)}{\partial x} = 0, \quad \lim_{x \rightarrow \pm 0} \frac{\partial P(x, +0)}{\partial y} = 0,$$

$$\lim_{x \rightarrow \pm 0} \frac{\partial^2 P(x, +0)}{\partial x \partial y} + \lim_{y \rightarrow +0} \frac{\partial^2 P(\pm 0, y)}{\partial y \partial x} = 0,$$

$$D_1 \left[\lim_{x \rightarrow +0} \frac{\partial^3 P(x, +0)}{\partial x^2 \partial y} - \lim_{x \rightarrow -0} \frac{\partial^3 P(x, +0)}{\partial x^2 \partial y} \right] -$$

$$- D_2 \lim_{y \rightarrow +0} \frac{\partial^3 P(\pm 0, y)}{\partial y^2 \partial x} = 0.$$

Искомая функция $P(x, y)$ считается непрерывной в начале координат и удовлетворяющей, за вычетом падающего поля, принципу предельного поглощения [4].

Выше были введены следующие обозначения: $k = \omega/c$ — волновое число в жидкости, ω — круговая частота, c — скорость звука в жидкости, $\kappa_s = (\rho_s \omega^2 h_s / D_s)^{1/2}$ — волновое число изгибных волн в пластине ($s=1, 2$, индекс 1 относится к горизонтальной, а 2 — к вертикальной пластине), $D_s = E_s h_s^3 / 12(1 - \sigma_s^2)$ — цилиндрическая жесткость пластины, ρ_s , E_s , σ_s — плотность, модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала пластины, $\nu_s = \rho_0 \omega^2 / D_s$, ρ_0 — плотность жидкости. Множитель $\exp(-i\omega t)$, задающий зависимость процессов от времени t , всюду опущен.

Уравнения (2) описывают изгибные колебания бесконечной и полубесконечной пластин с учетом их контакта с жидкостью. Первые два условия (3) означают отсутствие смещений пластин в начале координат. Это обстоятельство связано с тем, что каждая из пластин предполагается обладающей бесконечной жесткостью относительно продольных смещений. Последующие из условий (3) выражают неизменность угла между пластинами и отсутствие стороннего вращающего момента на стыке пластин.

Процедура решения такой задачи описана в работе [4]. Искомое поле предварительно разбивается на четную и нечетную части по переменной x . Для каждой из частей решается соответствующая гранично-контактная задача в области ($x > 0, y > 0$). Окончательное выражение для поля $P(x, y)$ имеет вид

$$(4) \quad P(x, y) = \frac{A}{2} \left\{ 2e^{-i\lambda_{10}x - \gamma_{10}y} + (1 - \mu) \operatorname{sign} x e^{i\lambda_{10}|x| - \gamma_{10}y} + \right.$$

$$\left. + \int_{\Lambda} \left[\operatorname{sign} x \frac{\sum_{s=1}^4 a_s \lambda^{2s-1}}{l_1(\lambda) m_2(\lambda)} + \frac{\sum_{s=1}^4 b_s \lambda^{2s-2}}{l_1(\lambda)} \right] e^{i\lambda|x| - \gamma y} d\lambda \right\}.$$

Здесь и ниже $\mu = m_2(-\lambda_{10}) / m_2(\lambda_{10})$, $\gamma = \gamma(\lambda) = (\lambda^2 - k^2)^{1/2}$, $\gamma_{sj} = \gamma(\lambda_{sj})$ ($s=1, 2$; $j=0, 1, \dots, 4$), $l_s(\lambda) = \gamma(\lambda^4 - \kappa_s^4) - s\nu_s$, $m_s(\lambda) = i\lambda(\gamma^4 - \kappa_s^4) + s\nu_s$ ($s=1, 2$), A — амплитуда поверхностной изгибной волны, а λ_{10} — ее волновое число, т. е. тот корень функции $l_1(\lambda)$, который при отсутствии затухания в среде и пластине является вещественным и положительным [5]. Выбор ветви радикала $\gamma(\lambda)$ и расположение контура интегрирования Λ на комплексной плоскости λ описаны в работах [4–6]. За исключением некоторой конеч-

ной области, вблизи начала координат контур Λ проходит по вещественной оси.

Гранично-контактные условия (3) приводят к неоднородной линейной системе для определения констант a_s и b_s :

$$(5) \quad \begin{aligned} \sum_{s=1}^4 a_s B_{2s} &= (\mu+1) \lambda_{10}, \\ \sum_{s=1}^4 a_s K_{2s-1} &= (\mu-1) \gamma_{10}, \\ \frac{\pi}{2} a_s + \sum_{s=1}^4 a_s K_{2s} &= (\mu+1) \lambda_{10} \gamma_{10}, \\ \sum_{s=1}^4 a_s (2D_1 K_{2s+1} - iD_2 B_{2s+2}) &= 2D_1 (\mu-1) \lambda_{10}^2 \gamma_{10} - iD_2 (\mu+1) \lambda_{10}^3, \\ \sum_{s=1}^2 b_s S_{2s-2} &= -2\gamma_{10}, \\ \sum_{s=1}^2 b_s S_{2s-1} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$S_n = \int_{\Delta} \frac{\lambda^n \gamma e^{i\lambda_0}}{l_1(\lambda)} d\lambda \quad (n=0, 1, 2, 3),$$

$$B_{2n} = \int_{\Delta} \frac{\lambda^{2n} e^{-\gamma_0}}{l_1(\lambda) m_2(\lambda)} d\lambda \quad (n=1, 2, \dots, 5),$$

$$K_{2n+1} = \int_{\Delta} \frac{\lambda^{2n+1} \gamma e^{i\lambda_0}}{l_1(\lambda) m_2(\lambda)} d\lambda \quad (n=0, 1, \dots, 4),$$

$$K_{2n} = \int_{\Delta} \frac{\lambda^{2n} \gamma e^{-\gamma_0}}{l_1(\lambda) m_2(\lambda)} d\lambda \quad (n=1, 2, 3, 4),$$

$$\int_{\Delta} f(\lambda) e^{i\lambda_0} d\lambda = \lim_{x \rightarrow +0} \int_{\Delta} f(\lambda) e^{i\lambda x} d\lambda,$$

$$\int_{\Delta} f(\lambda) e^{-\gamma_0} d\lambda = \lim_{y \rightarrow +0} \int_{\Delta} f(\lambda) e^{-\gamma y} d\lambda.$$

Предельный переход при $x, y \rightarrow 0$ для малых значений целочисленного параметра n осуществляется непосредственно под знаком интеграла, а в случаях, когда при этом возникают расходящиеся интегралы, следует осуществить их регуляризацию [4, 6]. Для интегралов B_{2n} и K_n имеют место представления

$$\begin{aligned} B_{2n} &= 2v_2 (R_{2n+4} - \kappa_1^4 R_{2n} + v_1 Q_{2n}), \\ K_{2n} &= 2v_2 (Q_{2n+6} - k^2 Q_{2n+4} - \kappa_1^4 Q_{2n+2} - k^2 \kappa_1^4 Q_{2n} + v_1 R_{2n}), \\ K_{2n+1} &= -i \{ Q_{2n+12} - 3k^2 Q_{2n+10} + (3k^4 - \kappa_1^4 - \kappa_2^4) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times Q_{2n+8} + k^2(3\kappa_1^4 + \kappa_2^4 - k^4) Q_{2n+6} + \kappa_1^4(\kappa_2^4 - 3k^4) \times \\ & \times Q_{2n+4} + k^2\kappa_1^4(k^2 - \kappa_2^4) Q_{2n+2} + \nu_1[R_{2n+6} - 2k^2R_{2n+4} + (k^4 - \kappa_2^4)R_{2n+2}], \end{aligned}$$

$$R_{2n} = \int_{\Delta} \frac{\lambda^{2n} \gamma d\lambda}{l_1(\lambda) l_1^0(\lambda) m_2(\lambda) m_2(-\lambda)} \quad (n=1, 2, \dots, 7),$$

$$Q_{2n} = \int_{\Delta} \frac{\lambda^{2n} e^{i\lambda^0} d\lambda}{l_1(\lambda) l_1^0(\lambda) m_2(\lambda) m_2(-\lambda)} \quad (n=1, 2, \dots, 10),$$

$$l_1^0(\lambda) = \gamma(\lambda^4 - \kappa_1^4) + \nu_1.$$

В работе [6] интегралы S_n сведены к суммам вычетов. Интегралы Q_{2n} и R_{2n} вычисляются аналогичным способом. В результате имеем

$$S_1 = 0, \quad S_3 = \pi i,$$

$$S_{2n} = -2 \sum_{s=0}^4 \frac{\lambda_{1s}^{2n-1} \gamma_{1s}^2}{\psi_1(\lambda_{1s})} \left[L_1(\lambda_{1s}) - \frac{\pi i}{2} \right],$$

$$Q_{2n} = \pi i \left(\sum_{s=0}^2 - \sum_{s=3}^4 \right) \frac{\lambda_{1s}^{2n-1}}{M_2(\lambda_{1s}) (\lambda_{1s}^4 - \kappa_1^4)} +$$

$$+ (-1)^n \frac{\pi}{2\nu_2} \sum_{s=0}^4 \frac{\gamma_{2s}^{2n}}{M_1(\lambda_{2s})},$$

$$R_{2n} = -\frac{2}{\nu_1} \sum_{s=0}^2 \frac{\lambda_{1s}^{2n-1} \gamma_{1s}^2 L_1(\lambda_{1s})}{M_2(\lambda_{1s})} - \frac{2}{\nu_1} \sum_{s=3}^4 \frac{\lambda_{1s}^{2n-1} \gamma_{1s}^2 [L_1(\lambda_{1s}) - \pi i]}{M_2(\lambda_{1s})} +$$

$$+ \frac{(-1)^n}{\nu_2} \sum_{s=0}^4 \frac{\lambda_{2s} \gamma_{2s}^{2n}}{M_1(\lambda_{2s})} \left[L_2(\lambda_{2s}) - \frac{\pi i}{2} \right],$$

$$M_1(\lambda) = m_1(\lambda) m_1(-\lambda) \psi_2(\lambda),$$

$$M_2(\lambda) = m_2(\lambda) m_2(-\lambda) \psi_1(\lambda),$$

$$\psi_s(\lambda) = 5\lambda^4 - 4\lambda^2 k^2 - \kappa_s^4 \quad (s=1, 2),$$

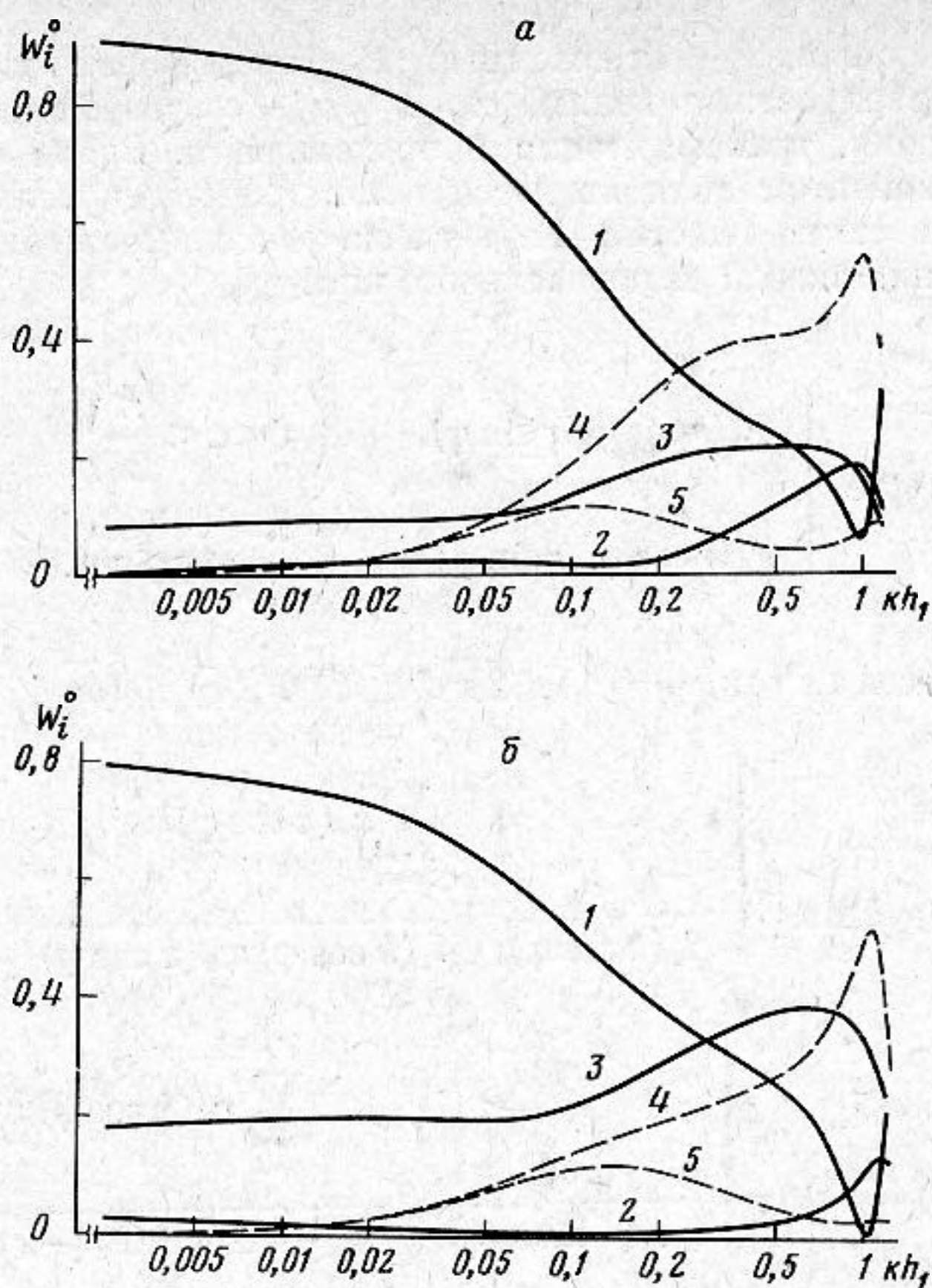
$$L_s(\lambda) = \ln \left[\frac{\lambda}{k} + \frac{\nu_s}{k(\lambda^4 - \kappa_s^4)} \right] \quad (s=1, 2),$$

$$0 \leq \text{Im } L_s < 2\pi.$$

Через λ_{sj} ($s=1, 2; j=0, 1, 2, 3, 4$) обозначены корни алгебраических функций $l_s(\lambda)$, причем нумерация корней такая же, как и в работах [5-7].

Приближенные выражения для звукового поля в дальней зоне ($kr \gg 1$, $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$) получаются применением метода перевала к интегралу (4). При этом удобно выделить две области: вблизи бесконечной или полубесконечной пластины и вдали от обеих пластин.

Вблизи пластин следует учитывать только поверхностные волны. Аналитические представления для этих волн определяются внеинтегральными слагаемыми в формуле (4) и вычетами в вещественных полюсах подынтегральных выражений (4), пересекаемых при деформации контура Λ в пе-



Фиг. 1. Зависимости нормированных потоков энергии W_1^0 (кривая 1), W_2^0 (2), W_3^0 (3), W_4^0 (4) и W_5^0 (5) от безразмерного параметра kh_1 при $h_1 = h_2$ (а) и при $h_1 = 3h_2$ (б)

револьный контур:

$$P(x, y) = \begin{cases} P_0(x, y) + P_1(x, y) & (x \gg 0, y \sim +0), \\ P_2(x, y) & (x \sim 0, y \gg 0), \\ P_3(x, y) & (x \ll 0, y \sim +0), \end{cases}$$

$$P_0(x, y) = A e^{-i\lambda_{10}x - \gamma_{10}y},$$

$$P_1(x, y) = \alpha_1 A e^{i\lambda_{10}x - \gamma_{10}y},$$

$$P_2(x, y) = \alpha_2 A \operatorname{sign} x e^{i\lambda_{20}y - \gamma_{20}|x|},$$

$$P_3(x, y) = \alpha_3 A e^{-i\lambda_{10}x - \gamma_{10}y},$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{2}(1 - \mu) + \frac{\pi i \gamma_{10}}{\lambda_{10} \psi_1(\lambda_{10})} \left[b_1 + \sum_{s=1}^4 a_s \lambda_{10}^{2s-1} / m_2(\lambda_{10}) \right],$$

$$\alpha_2 = \frac{\pi i \gamma_{20}}{\psi_2(\lambda_{20}) m_1(\lambda_{20})} \sum_{s=1}^4 (-1)^{s-1} a_s \gamma_{20}^{2s-2},$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{2}(1 + \mu) + \frac{\pi i \gamma_{10}}{\lambda_{10} \psi_1(\lambda_{10})} \left[b_1 - \sum_{s=1}^4 a_s \lambda_{10}^{2s-1} / m_2(\lambda_{10}) \right].$$

Здесь P_0 — падающая, P_1 — отраженная, P_2 — трансформированная, P_3 — прошедшая поверхностные волны, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — соответственно коэффициенты отражения, трансформации и прохождения. Вдали от пластины основным компонентом поля является цилиндрическая волна, расходящаяся от места стыка пластин. Ее аналитическое выражение находится путем вычисления вклада от перевальной контура

$$P(x, y) \approx \begin{cases} P_4(r \cos \varphi, r \sin \varphi) & \left(0 < \varphi < \frac{\pi}{2} \right) \\ P_5(r \cos \varphi, r \sin \varphi) & \left(\frac{\pi}{2} < \varphi < \pi \right), \end{cases}$$

$$P_s(r \cos \varphi, r \sin \varphi) = A \sqrt{\pi/2kr} e^{i(kr - \pi/4)} \Phi_s(\varphi) \quad (s=4, 5),$$

$$\Phi_4(\varphi) = k \sin \varphi \left[\frac{b_1}{l_1(k \cos \varphi)} + \frac{\sum_{s=1}^4 a_s (k \cos \varphi)^{2s-1}}{l_1(k \cos \varphi) m_2(k \cos \varphi)} \right],$$

$$\Phi_5(\varphi) = k \sin \varphi \left[\frac{b_1}{l_1(-k \cos \varphi)} + \frac{\sum_{s=1}^4 a_s (k \cos \varphi)^{2s-1}}{l_1(-k \cos \varphi) m_2(-k \cos \varphi)} \right].$$

Полярный угол φ отсчитывается от положительного направления оси x .

Поток энергии, переносимой волной P_i , обозначим W_i ($i=0, 1, 2, \dots, 5$). Введем в рассмотрение нормированные потоки энергии

$$W_1^0 = |\alpha_1|^2,$$

$$W_2^0 = |\alpha_2|^2 \frac{D_2 \lambda_{20} \psi_2(\lambda_{20})}{D_1 \lambda_{10} \psi_1(\lambda_{10})},$$

$$W_3^0 = |\alpha_3|^2,$$

$$W_4^0 = \int_0^{\pi/2} w^0(\varphi) d\varphi,$$

$$W_5^0 = \int_{\pi/2}^{\pi} w^0(\varphi) d\varphi,$$

$$w^0(\varphi) = \frac{\pi v_1}{\lambda_{10} \psi_1(\lambda_{10})} \begin{cases} |\Phi_4(\varphi)|^2 & \left(0 < \varphi < \frac{\pi}{2} \right), \\ |\Phi_5(\varphi)|^2 & \left(\frac{\pi}{2} < \varphi < \pi \right). \end{cases}$$

Величины W_i^0 ($i=1, 2, \dots, 5$) характеризуют распределение вводимой в систему энергии по различным механизмам ее переноса в дальней зоне, а

величина $w^0(\varphi)$ — угловое распределение излученной в жидкости энергии.

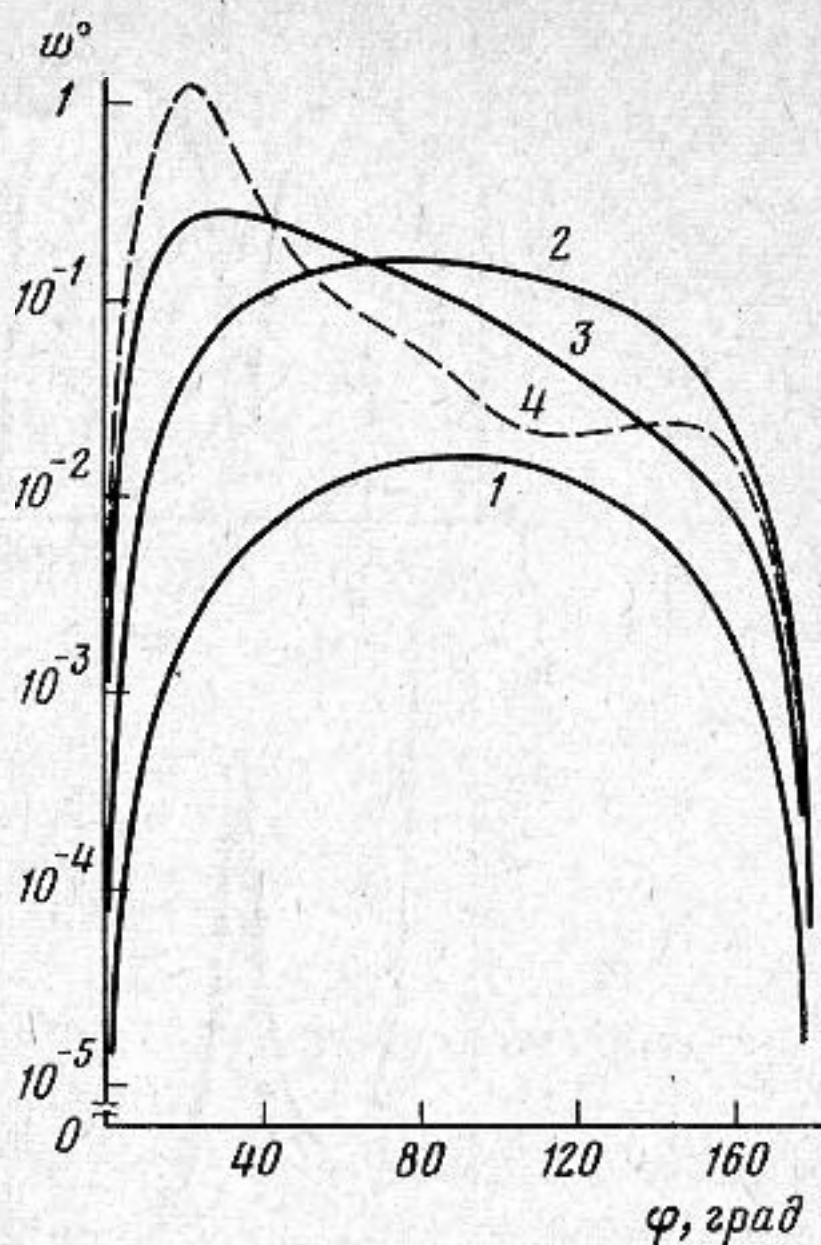
Численные расчеты проводились для ситуации сталь — вода при следующих значениях параметров: $c=1500$ м/с; $\rho_0=10^3$ кг/м³; $\rho_1=\rho_2=7,8 \cdot 10^3$ кг/м³; $\sigma_1=\sigma_2=0,3$; $E_1=E_2=2 \cdot 10^{11}$ н/м². На фиг. 1 приведены зависимости нормированных потоков энергии от безразмерного волнового числа kh_1 в случае, когда толщины пластин одинаковы (а) и когда толщина бесконечной пластины в 3 раза больше толщины полубесконечной (б). Как видно из фиг. 1, на низких частотах доминирует процесс отражения. В околоскритической области (для системы сталь — вода критической частоте соответствует значение $kh_1=0,958$) величина W_1^0 существенно уменьшается и достигает своего минимального значения $W_1^0=0,059$ при $kh_1=0,99$ ($h_1=h_2$) и $W_1^0=0,0071$ при $kh_1=1,02$ ($h_1=3h_2$). Здесь возрастает роль процессов прохождения и трансформации, причем для максимальных значений величин W_2^0 и W_3^0 имеем: $W_2^0=0,183$ при $kh_1=0,94$; $W_3^0=0,212$ при $kh_1=0,54$ (в случае $h_1=h_2$) и $W_2^0=0,137$ при $kh_1=1,15$; $W_3^0=0,393$ при $kh_1=0,67$ (в случае $h_1=3h_2$).

Данные зависимости полезно сопоставить с соответственными значениями потоков энергии при отсутствии жидкости. В этом случае величины W_i^0 ($i=1, 2, 3$) не зависят от частоты и имеют следующие значения: $W_1^0=0,5556$; $W_2^0=W_3^0=0,2222$ при $h_1=h_2$ и $W_1^0=0,5005$; $W_2^0=0,0301$; $W_3^0=0,4694$ при $h_1=3h_2$. Из фиг. 1 видно, что наличие жидкости приводит к существенному уменьшению коэффициентов трансформации и прохождения, особенно на низких частотах.

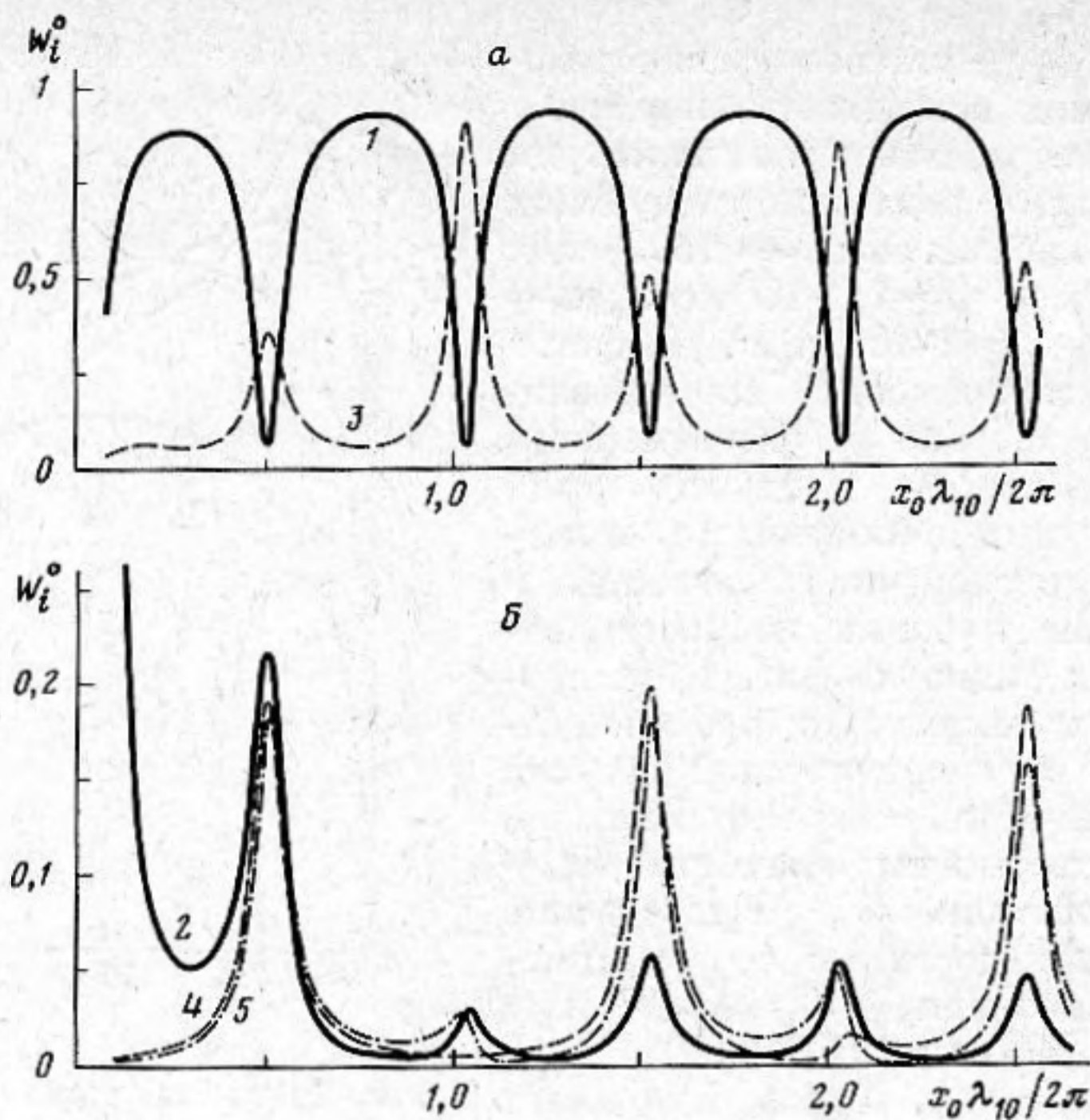
Излучение в жидкость является наиболее существенным в околоскритической области частот, в то время как на низких частотах ($kh_1 < 0,02$) оно очень мало. Максимальные значения: $W_4^0=0,535$ при $kh_1=1,03$; $W_5^0=0,115$ при $kh_1=0,12$ ($h_1=h_2$) и $W_4^0=0,523$ при $kh_1=1,04$; $W_5^0=0,123$ при $kh_1=0,14$ ($h_1=3h_2$). Эволюция диаграммы направленности излучения в жидкость при $h_1=3h_2$ изображена на фиг. 2. На низких частотах излучение в первый и второй квадранты примерно одинаково. По мере приближения к критической частоте излучение в первый квадрант становится преобладающим. В случае $h_1=h_2$ излучение в жидкость имеет сходный характер.

Перейдем к рассмотрению звукового поля, возбуждаемого нормальной гармонической силой $F\delta(x-x_0)$, $x_0 > 0$, которая приложена к бесконечной пластине. В этом случае постановка гранично-контактной задачи и процедура построения ее решения в целом остаются прежними. Дополнительная трудность заключается в том, что в правой части гранично-контактной системы (5) появляются новые специальные интегралы, зависящие от местоположения источника. Они аналогичны интегралам S_n, B_n, K_n , но содержат добавочный множитель $\exp(i\lambda x_0)$.

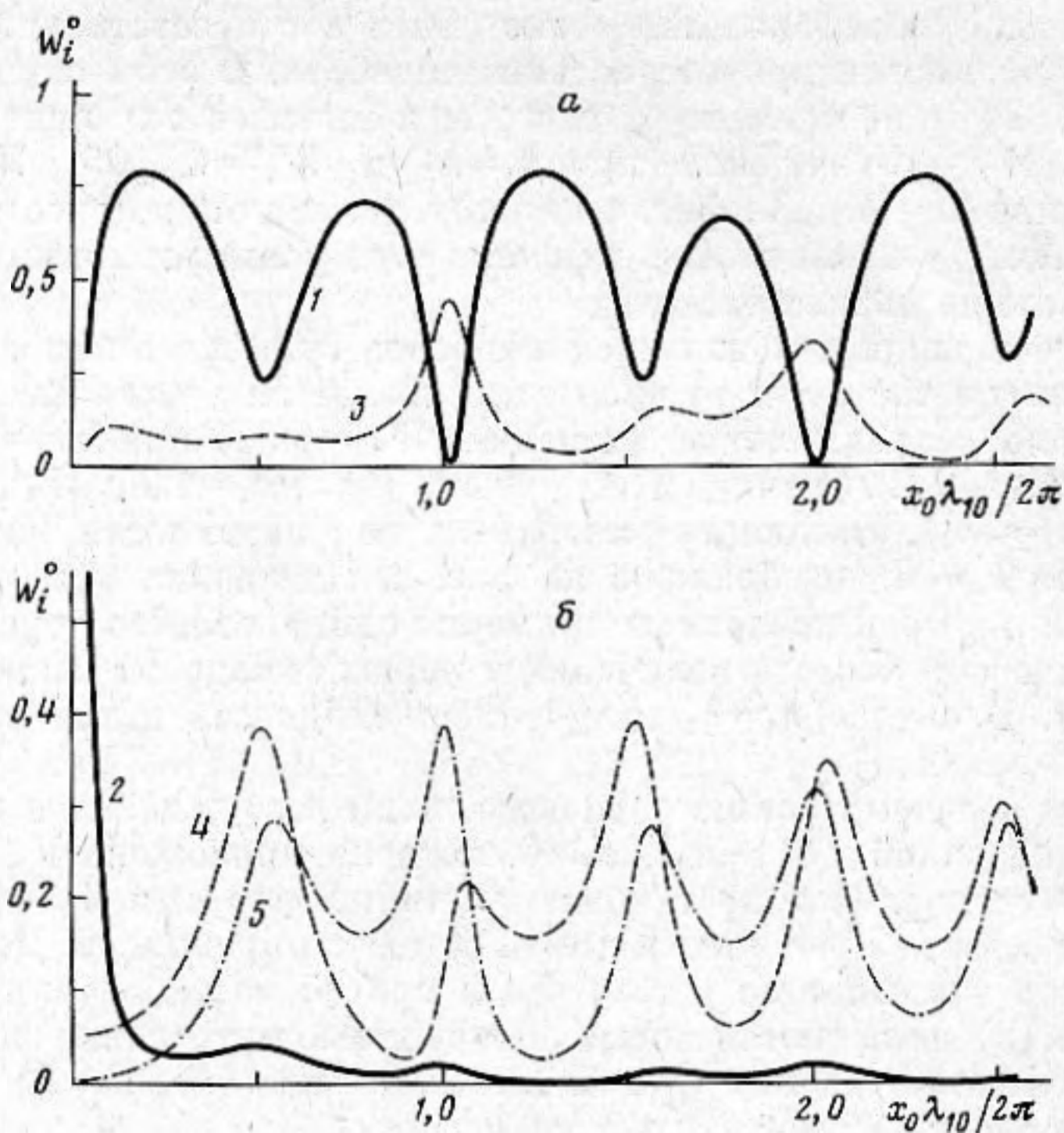
Графики зависимостей величин W_i^0 ($i=1, 2, \dots, 5$) от безразмерной координаты точки приложения силы $x_0\lambda_{10}/2\pi$ приведены на фиг. 3 ($kh_1=0,01257$) и фиг. 4 ($kh_1=0,1257$). Нормировка парциальных потоков энергии, как и прежде, осуществлена таким образом, что вся вводимая в



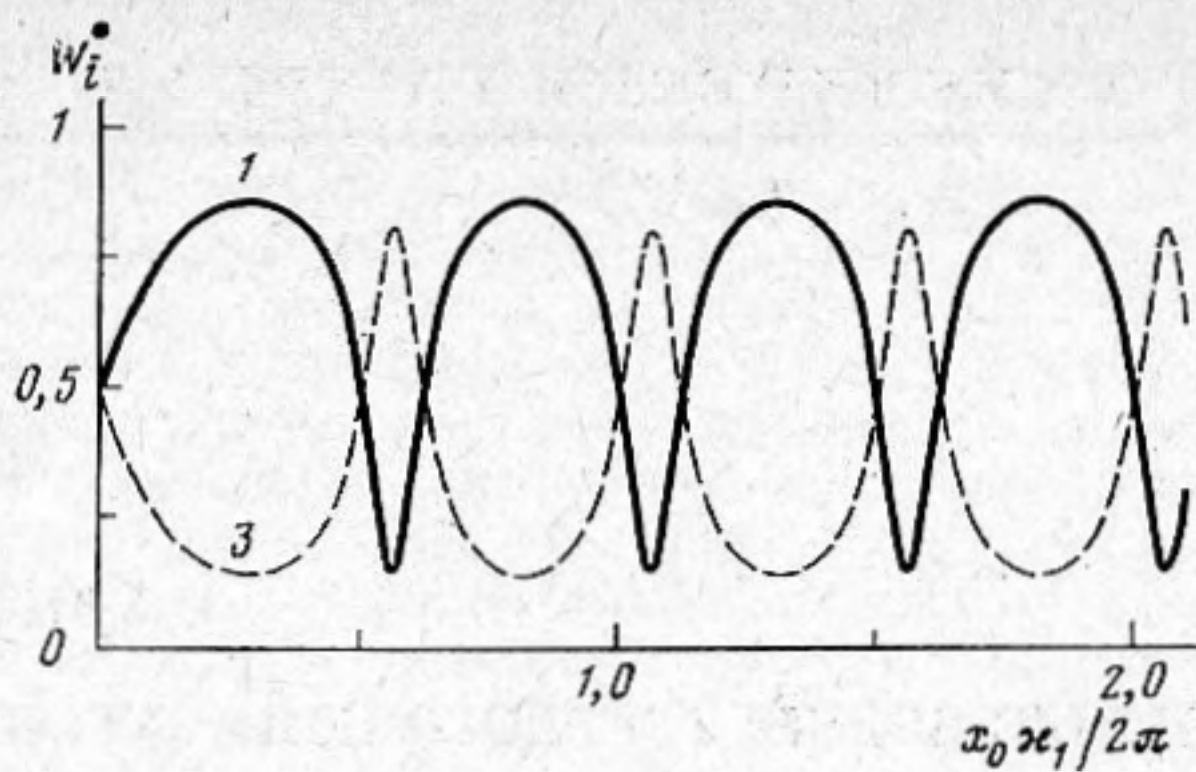
Фиг. 2. Угловые характеристики излучения в жидкость $w^0=w^0(\varphi)$ для $h_1=3h_2$ при различных значениях kh_1 : 1 — 0,01; 2 — 0,12; 3 — 0,5; 4 — 1,04



Фиг. 3. Зависимость нормированных потоков энергии W_1^0 (кривая 1, а), W_2^0 (2, б), W_3^0 (3, а), W_4^0 (4, б), W_5^0 (5, б) от безразмерного параметра $x_0\lambda_{10}/2\pi$ при $kh_1=0,01254$ и $h_1=3h_2$



Фиг. 4. Зависимость нормированных потоков энергии W_1^0 (кривая 1, а), W_2^0 (2, б), W_3^0 (3, а), W_4^0 (4, б), W_5^0 (5, б) от безразмерного параметра $x_0\lambda_{10}/2\pi$ при $kh_1=0,1257$ и $h_1=3h_2$



Фиг. 5. Зависимость нормированных потоков энергии W_1^0 (кривая 1) и W_3^0 (кривая 3) от безразмерного параметра $x_0 k_1 / 2\pi$ для пластин, находящихся в вакууме при $h_1 = 3h_2$. Величина W_2^0 связана с W_3^0 зависимостью $W_2^0 = 0,06415 \cdot W_3^0$

систему энергия принимается равной единице. Графики отвечают случаю $h_1 = 3h_2$.

Как видно из фиг. 3, энергия в дальней зоне в основном распространяется вдоль бесконечной пластины в положительном направлении оси x . Соответствующий волновой процесс формируется в результате суперпозиции волны, непосредственно бегущей от источника, и волны, претерпевшей отражение от места сочленения пластин. При тех значениях $x_0 \lambda_{10} / 2\pi$, когда эти волны налагаются в противофазе, W_1^0 оказывается минимальным. В этой ситуации возрастает роль прочих каналов распространения энергии. Зависимости W_i^0 от x_0 носят почти периодический характер, причем «период» равен половине длины поверхностной волны. С ростом частоты (фиг. 4) «периодичность» начинает скрадываться. Это происходит по мере того, как уменьшается доминирующая роль энергии отраженной волны по сравнению с энергиями прочих компонентов звукового поля (фиг. 2).

Интересно сопоставить фиг. 3, 4 с фиг. 5, на которой приведены аналогичные зависимости для пластин, находящихся в вакууме. Кривые, изображенные на фиг. 5, за исключением начального участка, имеют ярко выраженный периодический характер по x_0 с периодом, равным половине длины изгибной волны в изолированной пластине. Указанные зависимости справедливы для всех частот, при этом $W_2^0 = W_3^0 D_2 k_2 / D_1 k_1$ или в рассматриваемом случае $W_2^0 = 0,06415 \cdot W_3^0$. Таким образом, наличие жидкости, во-первых, укорачивает период (так как $\lambda_{10} > k_1$) и, во-вторых, изменяет «модулированность» соответствующих кривых.

ЛИТЕРАТУРА

1. Романов В. Н. Излучение Т-образного соединения пластин при наличии диффузного поля изгибных волн. Акуст. ж., 1969, 15, 2, 275–283.
2. Романов В. Н. Влияние реакции жидкости на излучение Т-образного соединения пластин. Акуст. ж., 1971, 17, 2, 325–326.
3. Романов В. Н. Излучение звука Т-образным соединением пластин при возбуждении его сосредоточенной силой. Акуст. ж., 1973, 19, 2, 216–220.
4. Белинский Б. П., Коузов Д. П., Чельцова В. Д. О дифракции акустических волн на пластинах, сочлененных под прямым углом. Прикл. мат. и механика, 1973, 37, 2, 291–299.
5. Вешев В. А., Коузов Д. П. О влиянии среды на колебания пластин, сочлененных под прямым углом. Акуст. ж., 1977, 23, 3, 368–377.
6. Коузов Д. П. Дифракция плоской гидроакустической волны на трещине в упругой пластине. Прикл. мат. и механика, 1963, 27, 6, 1037–1043.
7. Вешев В. А., Коузов Д. П., Пачин В. А. Отражение изгибной волны в пластине от места входа пластины в жидкость. Акуст. ж., 1975, 21, 2, 181–186.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова, физический факультет
Научно-исследовательский институт физики

Поступила
7 мая 1979 г.
После исправления
1 октября 1979 г.