

УДК 534.24,534.87

ПОРШНЕВОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ В ИМПЕДАНСНОМ ЭКРАНЕ ВОЛНОВОДА ПЕКЕРИСА

© 2002 г. Н. В. Злобина, Б. А. Касаткин

Институт проблем морских технологий ДВО РАН

690950 Владивосток, ул. Суханова 5а

E-mail: kasatkas@marine.febras.ru

Поступила в редакцию 10.01.2001 г.

Рассмотрена модельная задача сейсмогидроакустики для поршневого излучателя, вставленного в импедансный экран, совпадающий с нижней границей волновода Пекериса. Выполнены численные расчеты сопротивления излучения поршня в зависимости от типа экрана, параметров излучателя и волновода.

Работа направленных приемоизлучающих систем в условиях волновода имеет свои особенности, связанные с модовой структурой звукового поля. Наиболее подробно исследованы особенности работы направленных систем типа горизонтальных и вертикальных одномерных линейных антенн в волноводе с идеальными границами [1, 2], а также вертикальных цилиндрических антенн или их комбинаций в волноводе Пекериса [3, 4]. В этих работах, в частности, анализируются частотные характеристики сопротивления излучения вертикальных цилиндрических антенн и особенности перераспределения излучаемой акустической мощности между волноводом и полупространством, играющего важную роль при оценке эффективности излучения низкочастотных антенн в мелком море.

Работа поршневого излучателя, заделанного в жесткую стенку волновода, рассмотрена в работе [5], однако, такой волновод имеет ограниченное применение в сейсмоакустике.

В настоящей статье рассматривается работа поршневого излучателя, вставленного в импе-

дансный экран, совпадающий с нижней границей волновода Пекериса. Такой излучатель является модельным аналогом сейсмических источников звука, а также направленных излучателей поршневого типа, работающих вблизи дна. Задача решается в два этапа.

На первом этапе рассмотрим сначала работу поршневого излучателя, вставленного в жесткий экран, совпадающий с нижней границей волновода, верхняя граница которого свободна. Постановка такой задачи записывается в виде:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(r, z) + k_1^2\varphi(r, z) &= 0, \\ z = 0, \quad p &= 0 \\ z = h, \quad -\frac{\partial\varphi}{\partial z} &= \begin{cases} -v_0, & r \leq a, \\ 0, & r > a, \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

где φ, p – потенциал скорости и звуковое давление, $k_1 = \omega/c_1$, ω, c_1 – круговая частота и скорость звука в слое, h – глубина волновода. Геометрия задачи показана рис. 1а.

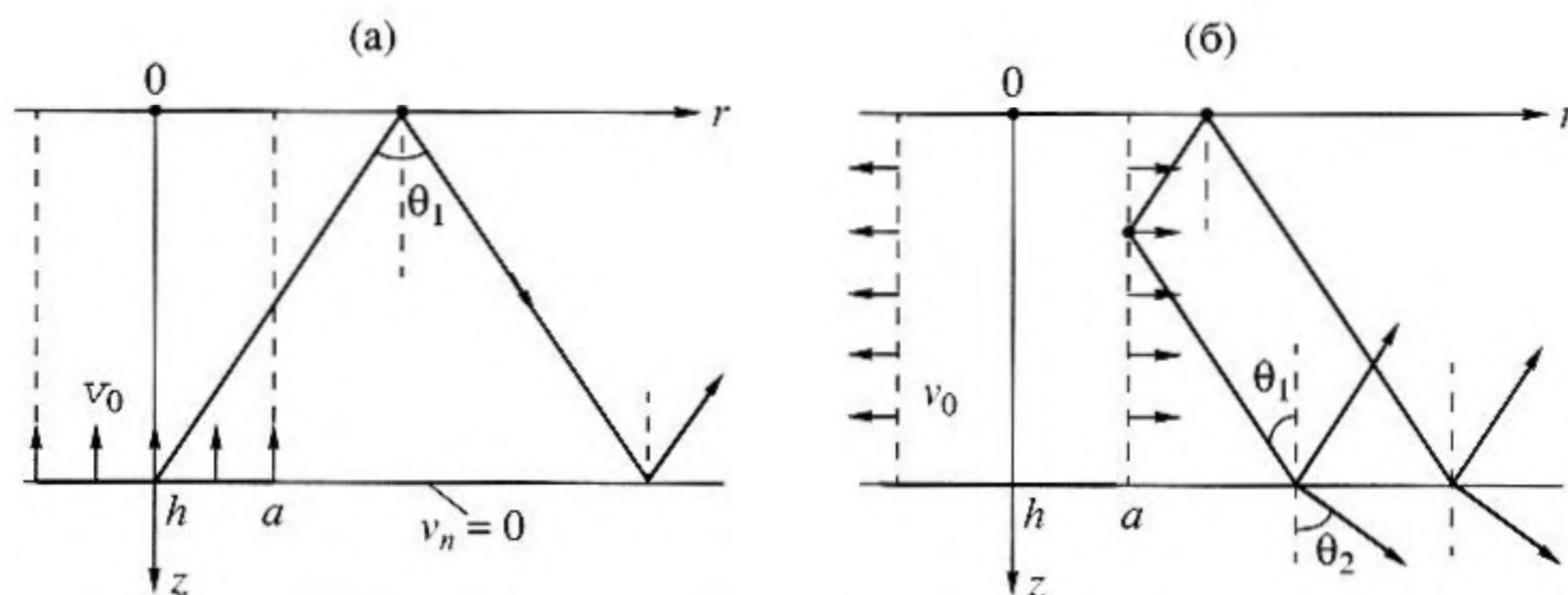


Рис. 1. Геометрия задачи: а – поршень в жестком экране, б – вторичный излучатель в волноводе Пекериса.

Применяя к задаче (1) преобразование Ханкеля, получаем ее решение в виде несобственного интеграла

$$\varphi(r, z) = -v_0 a \int_0^\infty \frac{J_1(\xi a) J_0(\xi r)}{k_{31} \cos(k_{31} h)} \sin(k_{31} z) d\xi, \quad (2)$$

где ξ – параметр интегрального преобразования, $k_{31}^2 = k_1^2 - \xi^2$. Используя известные соотношения [6]

$$J_0(x) = \frac{1}{2} [H_0^{(1)}(x) + H_0^{(2)}(x)],$$

$$H_0^{(1)}(-x) = -H_0^{(2)}(x),$$

$$J_1(x) = \frac{1}{2} [H_1^{(1)}(x) + H_1^{(2)}(x)],$$

$$H_1^{(1)}(-x) = H_1^{(2)}(x),$$

приведем решение (2) к виду

$$\varphi(r, z) = \begin{cases} -\frac{v_0 a}{2} \int_{-\infty}^\infty \frac{J_1(\xi a) H_0^{(2)}(\xi r)}{k_{31} \cos(k_{31} h)} \sin(k_{31} z) d\xi, & r \geq a, \\ -\frac{v_0 a}{2} \int_{-\infty}^\infty \frac{H_1^{(2)}(\xi a) J_0(\xi r)}{k_{31} \cos(k_{31} h)} \sin(k_{31} z) d\xi, & r \leq a. \end{cases} \quad (3)$$

Решение в форме (3) можно использовать либо для анализа поля излучателя в волноводе при $r > a$, и, в частности, для расчета излучаемой акустической мощности методом дальнего поля, либо для анализа ближнего поля излучателя при $r < a$, и, в частности, для вычисления полного сопротивления излучения поршня как основной энергетической характеристики излучателя.

Применяя к нижнему интегралу в (3) теорему о вычетах, получаем для области $r \leq a$

$$\varphi(r, z) = v_0 i \pi a \left\{ \sum_n (-1)^{n+1} \frac{H_1^{(2)}(\xi_n^{(0)} a)}{\xi_n^{(0)} h} \times \right. \\ \left. \times J_0(\xi_n^{(0)} r) \sin\left(\gamma_n \frac{z}{h}\right) - \frac{i \sin(k_1 z)}{\pi k_1 a \cos(k_1 h)} \right\}, \quad (4)$$

$$\gamma_n = \frac{\pi}{2} (2n + 1),$$

$$\xi_n^{(0)} = \begin{cases} \sqrt{k_1^2 - (\gamma_n/h)^2}, & k_1 \geq \gamma_n/h, \\ -i\delta_n, & \delta_n = \sqrt{(\gamma_n/h)^2 - k_1^2}, \quad k_1 \leq \gamma_n/h. \end{cases}$$

Решение (4) можно использовать для нахождения сопротивления излучения поршня в жестком экране

$$Z_R = \frac{1}{v_0} \int_0^a p(r, h) 2\pi r dr = \rho_1 c_1 S Z'_R,$$

$$S = \pi a^2, \quad p = i\omega \rho_1 \varphi,$$

где ρ_1 – плотность воды, причем для нормированного сопротивления излучения $Z'_R = r'_R + ix'_R$ получаем выражения:

$$Z'_R = 2\pi k_1 h \sum_n \frac{J_1(\xi_n^{(0)} a) H_1^{(2)}(\xi_n^{(0)} a)}{\xi_n^{(0)} h} + itg(k_1 h),$$

$$r'_R = \frac{\pi}{2} k_1 h a_1^2 \sum_{n=0}^{N-1} \Phi_n^2, \quad \Phi_n = \frac{2J_1(\xi_n^{(0)} a)}{\xi_n^{(0)} a}, \quad (5)$$

$$a_1 = a/h,$$

$$x'_R = tg(k_1 h) +$$

$$+ 2\pi k_1 h a_1^2 \left\{ - \sum_{n=0}^{N-1} \frac{J_1(\xi_n^{(0)} a)}{(\xi_n^{(0)} a)^2} + \sum_{n=N}^\infty \frac{I_1(\delta_n a) 2}{(\delta_n a)^2} \frac{K_1(\delta_n a)}{\pi} \right\},$$

N – число нормальных волн с вещественной постоянной распространения, $K_1(x)$ – функция Макдональда.

Рис. 2а–2в поясняют частотную зависимость активной составляющей сопротивления излучения для различных значений геометрического параметра a_1 . Можно отметить, что в случае $a_1 \approx 10^{-3}$ частотная зависимость близка к аналогичной для поршня в жестком экране, работающего в свободном пространстве, а модовая структура звукового поля проявляется в дискретном характере зависимости, однако, уже в случае $a_1 = 10^{-2}$ дискретная составляющая заметно растет с ростом частотного параметра $k_1 h$.

С увеличением параметра a_1 активная составляющая быстро нарастает до значения $r'_R \approx 1$ с одновременным ростом дискретной составляющей. Сама частотная зависимость становится резонансной и определяется в основном толщинными колебаниями жидкого слоя, демпфированными излучением в волновод.

Рис. 3а, 3б поясняют частотную зависимость реактивной составляющей сопротивления излучения при различных значениях параметра a_1 . Видно, что реактивная составляющая имеет инерционный характер при малых значениях параметра a_1 и малых значениях частотного параметра $k_1 h$, однако с ростом частотного параметра она становится знакопеременной и определяется

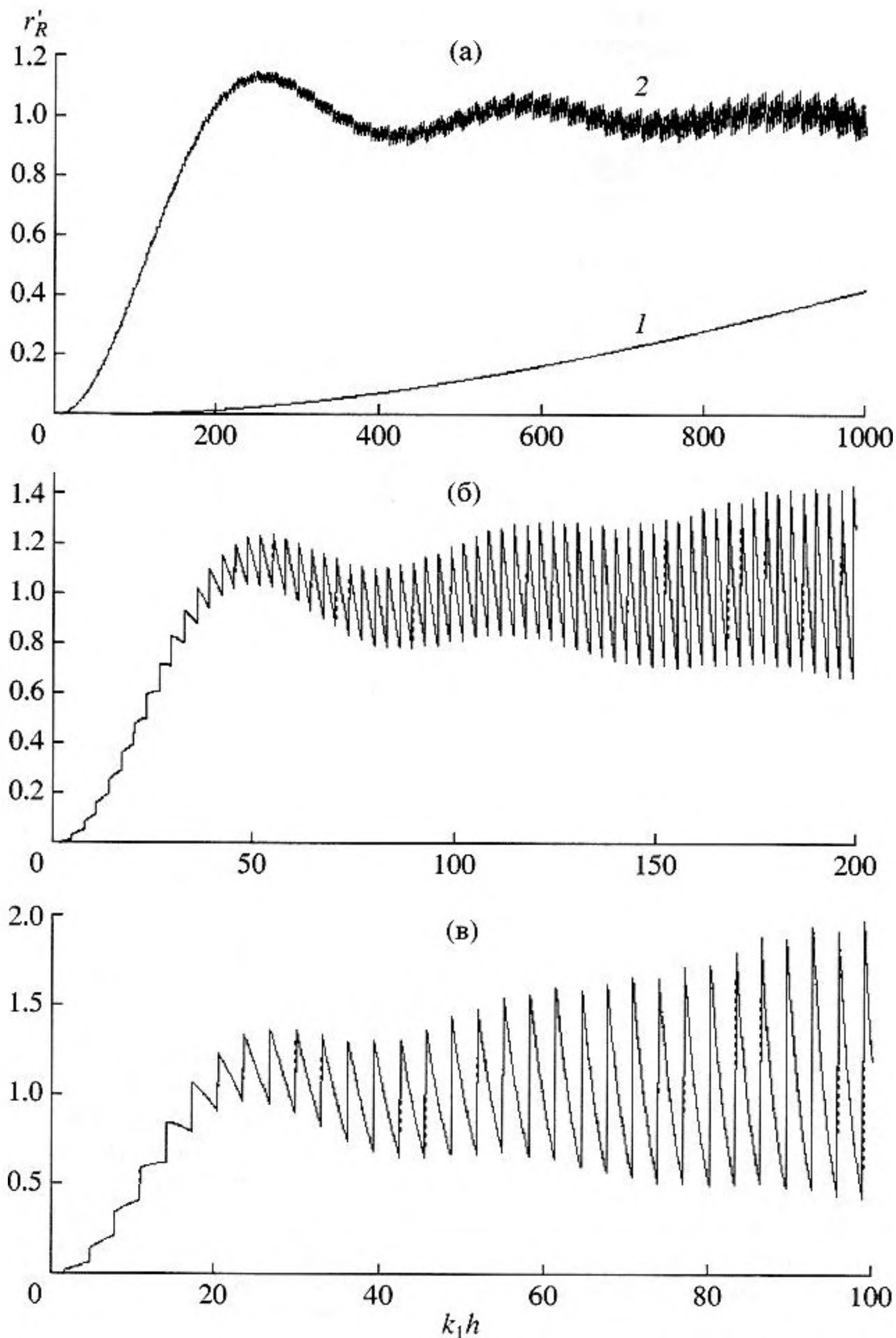


Рис. 2. Частотная зависимость активной составляющей сопротивления излучения поршня в жестком экране; а - $l - a_1 = 10^{-3}$, 2 - $a_1 = 10^{-2}$; б - $a_1 = 5 \times 10^{-2}$; в - $a_1 = 10^{-1}$.

в основном резонансными колебаниями по толщине в области $r \leq a$.

Применяя к верхнему интегралу в (3) теорему о вычетах, получаем решение для области $r \geq a$

$$\varphi(r, z) = i v_0 \frac{\pi}{2} a_1 a \sum_n (-1)^{n+1} \Phi_n \varphi_n^{(0)}(z) H_0^{(2)}(\xi_n^{(0)} r), \quad (6)$$

$$\varphi_n^{(0)}(z) = \sin\left(\gamma_n \frac{z}{h}\right).$$

В представлении $\xi_n^{(0)} = k_1 \sin \theta_{1n}$ (θ_1 - угол падения) функция $\Phi_n(\theta)$ является парциальной характерис-

тикой направленности круглого поршня для n -ой нормальной волны.

Воспользуемся решением (6) для задания распределения нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности цилиндра $r = a$, $z \in (0, h)$:

$$v_r(a, z) = v_0 f(z), \quad f(z) = i \pi a_1 \times$$

$$\times \sum_n (-1)^{n+1} J_1(\xi_n^{(0)} a) H_1^{(2)}(\xi_n^{(0)} a) \varphi_n^{(0)}(z). \quad (7)$$

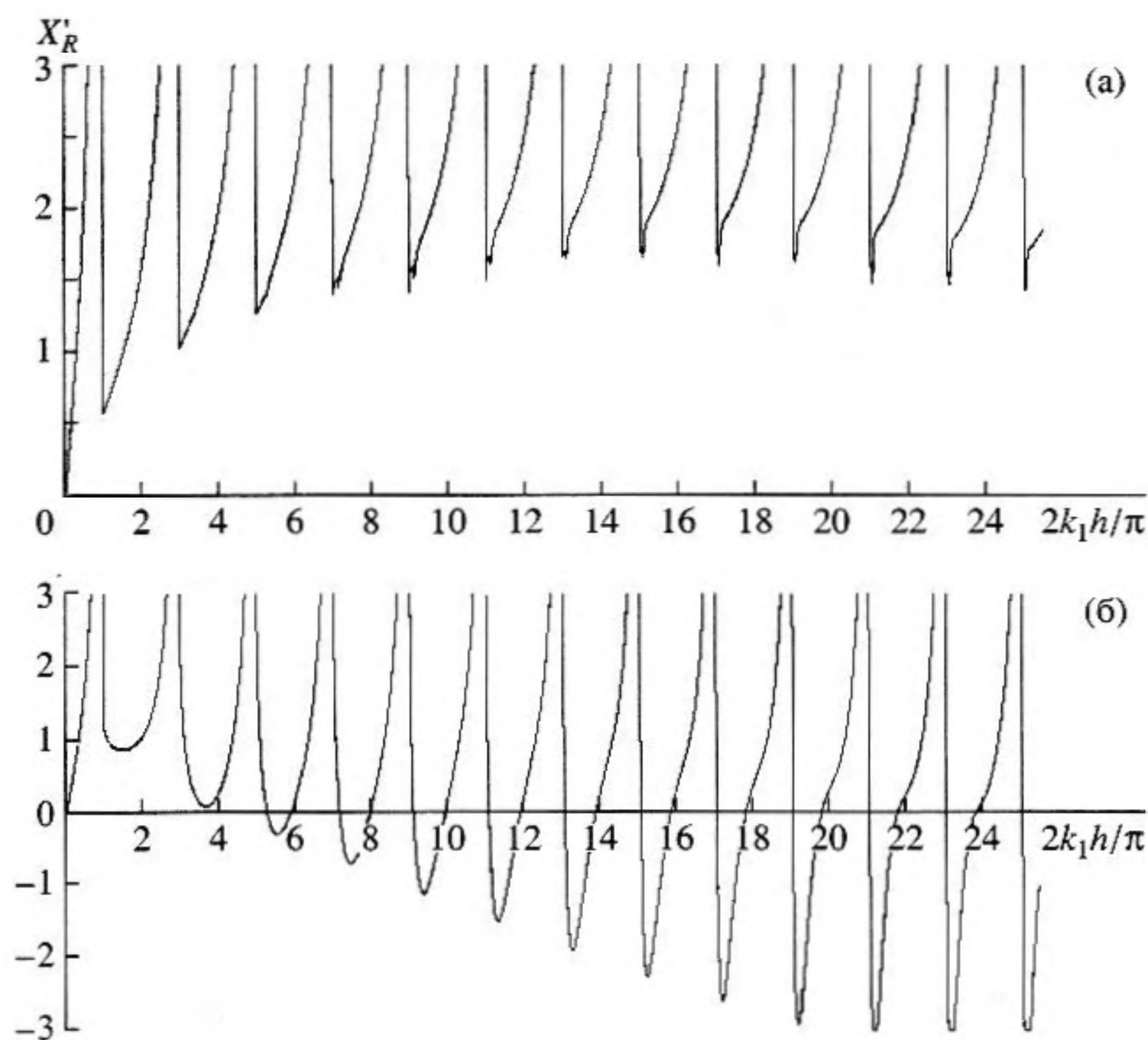


Рис. 3. Частотная зависимость реактивной составляющей сопротивления излучения поршня в жестком экране; а - $a_1 = 5 \times 10^{-2}$, б - $a_1 = 0.5$.

Можно считать, что распределение колебательной скорости (7) на поверхности цилиндра $r = a$ определяется в основном источником и характером нагрузки в области $r \leq a$ волновода, но слабо зависит от характера нагрузки в области $r > a$ волновода.

Действительно, на низких частотах ($k_1 a \ll 1$; $k_1 h \ll 1$) нагруженность излучателя как источника колебательной скорости мала, а ее распределение на поверхности цилиндра $r = a$ определяется только законом истечения несжимаемой жидкости с учетом граничных условий на источнике и противолежащей свободной поверхности в области $r < a$ волновода:

$$v_r(a, z) = v_0 a z / h^2.$$

На высоких частотах ($k_1 a \gg 1$) излучение становится направленным и распределение (7) также слабо зависит от характера граничного условия в области $r > a$ нижней границы.

В этом приближении цилиндр $r = a$ с заданным на его поверхности распределением нормальной компоненты колебательной скорости можно рассматривать как вторичный излучатель, параметры которого не изменятся при изменении акустической нагрузки, например, при изменении характера волновода в области $r > a$.

Будем полагать, что нагрузкой на вторичный излучатель с распределением граничной функции (7) является волновод Пекериса. Тогда можно перейти ко второму этапу и сформулировать следующую граничную задачу для излучателя (7) в волноводе Пекериса

$$\begin{aligned} \Delta \varphi(r, z) + k_1^2 \varphi(r, z) &= 0, \\ z = 0, \quad p &= 0, \\ z = h, \quad p + \frac{\rho_2 c_2}{\cos \theta_2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= 0, \\ r = a, \end{aligned} \tag{8}$$

$$v_r = v_0 f(z), \quad f(z) = f^{(1)}(z) + i f^{(2)}(z), \quad z \in (0, h),$$

где ρ_2, c_2 – плотность и скорость звука в полупространстве, θ_2 – угол преломления, $f^{(1)}(z) = \text{Re} f(z)$, $f^{(2)}(z) = \text{Im} f(z)$ – квадратурные составляющие граничной функции $f(z)$. Геометрия задачи поясняется рис. 1б.

Если искать решение задачи (8) в виде

$$\varphi(r, z) = \varphi(z) H_0^{(2)}(\xi r), \tag{9}$$

то она сводится к нахождению собственных функций $\varphi_n(\xi_n, z)$ и собственных значений постоянной распространения ξ_n оператора, соответ-

вующего граничной задаче (8). Известно, однако, что этот оператор не является самосопряженным, а его собственные функции не образуют полной системы на интервале $z \in (0, h)$, что существенно усложняет проблему разложения произвольной функции, заданной на этом интервале, в ряд по системе собственных функций оператора. Эта проблема решена в работе [4] путем пополнения системы собственных функций оператора (8) собственными функциями сопряженного с (8) оператора. Формулы разложения для квадратурных составляющих $f^{(1)}(z)$ и $f^{(2)}(z)$ имеют вид

$$f^{(1)}(z) = \sum_m A_m^{(1)} \varphi_m(\xi_m, z),$$

$$f^{(2)}(z) = \sum_m A_m^{(2)} \varphi_m(\xi_m, z),$$

$$A_m^{1,2} = \frac{1}{h} \frac{(f^{(1,2)}, \varphi_m)}{E_m} = \pi a_1 \frac{x_m \cos x_m}{E_m} \sum_n \frac{G_n^{(1,2)}}{x_m^2 - \gamma_n^2},$$

$$(f, \varphi) = \int_0^h f(z) \varphi(z) dz,$$

$$E_m = 1 - \frac{\sin(2x_m)}{2x_m} - i\rho_{12} \frac{\sin^2 x_m}{k_{32,m} h}, \quad \rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2},$$

$$x_m = k_{31,m} h, \quad k_{32,m}^2 = k_2^2 - \xi_m^2, \quad k_2 = \omega/c_2,$$

$$G_n^{(1)} = \begin{cases} J_1(\xi_n^{(0)} a) N_1(\xi_n^{(0)} a), & k_1 \geq \gamma_n/h, \\ -\frac{2}{\pi} I_1(\delta_n a) K_1(\delta_n a), & k_1 \leq \gamma_n/h, \end{cases}$$

$$G_n^{(2)} = \begin{cases} J_1^2(\xi_n^{(0)} a), & k_1 \geq \gamma_n/h, \\ 0, & k_1 \leq \gamma_n/h, \end{cases}$$

$\varphi_m(\xi_m, z)$, ξ_m – собственные функции и собственные значения сопряженных операторов для задачи (8), а в суммировании участвуют нормальные волны с вещественными постоянными распространения ξ_m^- ($\text{Im} k_{32,m} < 0$, $\text{Re} k_{32,m} = 0$), обобщенные нормальные волны с вещественными постоянными распространения ξ_m^+ ($\text{Im} k_{32,m} > 0$, $\text{Re} k_{32,m} = 0$) и вытекающие нормальные волны с комплексными постоянными распространения $\tilde{\xi}_m$ ($\text{Im} \tilde{\xi}_m < 0$, $\text{Re} k_{32,m} > 0$).

Более полные сведения относительно обобщенных волн различного типа можно найти в работах [7], [8], где были впервые исследованы теоретически и экспериментально обобщенные волны типа Стонели–Шолте, а также в работе [9], где обобщенные нормальные волны исследованы

численно и использованы для объяснения ряда экспериментальных результатов, полученных другими авторами.

Звуковое поле в волноводе Пекериса, порожденное граничной функцией (7) (ее квадратурными составляющими), описывается выражением

$$\varphi^{(1,2)}(r, z) = v_0 \sum_m \frac{A_m^{(1,2)} \varphi_m(\xi_m, z)}{\xi_m H_1^{(2)}(\xi_m a)} \varepsilon_m^{(1,2)} H_0^{(2)}(\xi_m r), \quad (10)$$

$$\xi_m^{(1,2)} = \begin{cases} 1, & \text{для нормальных и} \\ & \text{обобщенных нормальных волн } \xi_m^\pm, \\ 1 + \rho_{12} \frac{A_m^{(1,2)*}}{A_m^{(1,2)}} \frac{|\sin x_m|^2}{E_{1m} \text{Im} k_{32,m} h}, & \\ & \text{для вытекающих нормальных волн } \tilde{\xi}_m, \end{cases}$$

$$E_{1m} = 1 - \frac{\sin(2x_m)}{2x_m}.$$

Используем решение (10) для расчета входного сопротивления волновода Пекериса в сечении $r = a$

$$Z_{\text{вх}} = \frac{1}{v_0} \int_0^h p(a) f^*(z) 2\pi a dz = \rho_1 c_1 S Z'_{\text{вх}}, \quad (11)$$

$$S = \pi a^2,$$

где $p(a) = i\omega\rho_1(\varphi^{(1)} + i\varphi^{(2)})$, $f^*(z) = f^{(1)}(z) - if^{(2)}(z)$.

Подставляя (10) в (11) получаем

$$Z'_{\text{вх}} = 2\pi^2 k_1 h a_1 \sum_m \frac{i C_m H_0^{(1)}(\xi_m a)}{E_m \xi_m h H_1^{(2)}(\xi_m a)},$$

$$C_m = |x_m \cos x_m|^2 \{ \varepsilon_m^{(1)} |F_m^{(1)}|^2 + \varepsilon_m^{(2)} |F_m^{(2)}|^2 + i(\varepsilon_m^{(2)} - \varepsilon_m^{(1)}) F_m^{(1)} F_m^{(2)} \}, \quad (12)$$

$$F_m^{(1,2)} = \sum_n \frac{G_n^{(1,2)}}{x_m^2 - \gamma_n^2},$$

причем нормальные и обобщенные нормальные волны ответственны за излучение в волновод, а вытекающие нормальные волны – за излучение в полупространство.

Выделяя в (12) подмножество $m(1)$ нормальных волн и подмножество $m(2)$ обобщенных нормальных волн, получаем оценку соответствующей составляющей $Z'_{12} = r'_{12} + ix'_{12}$ полного сопротивления излучения

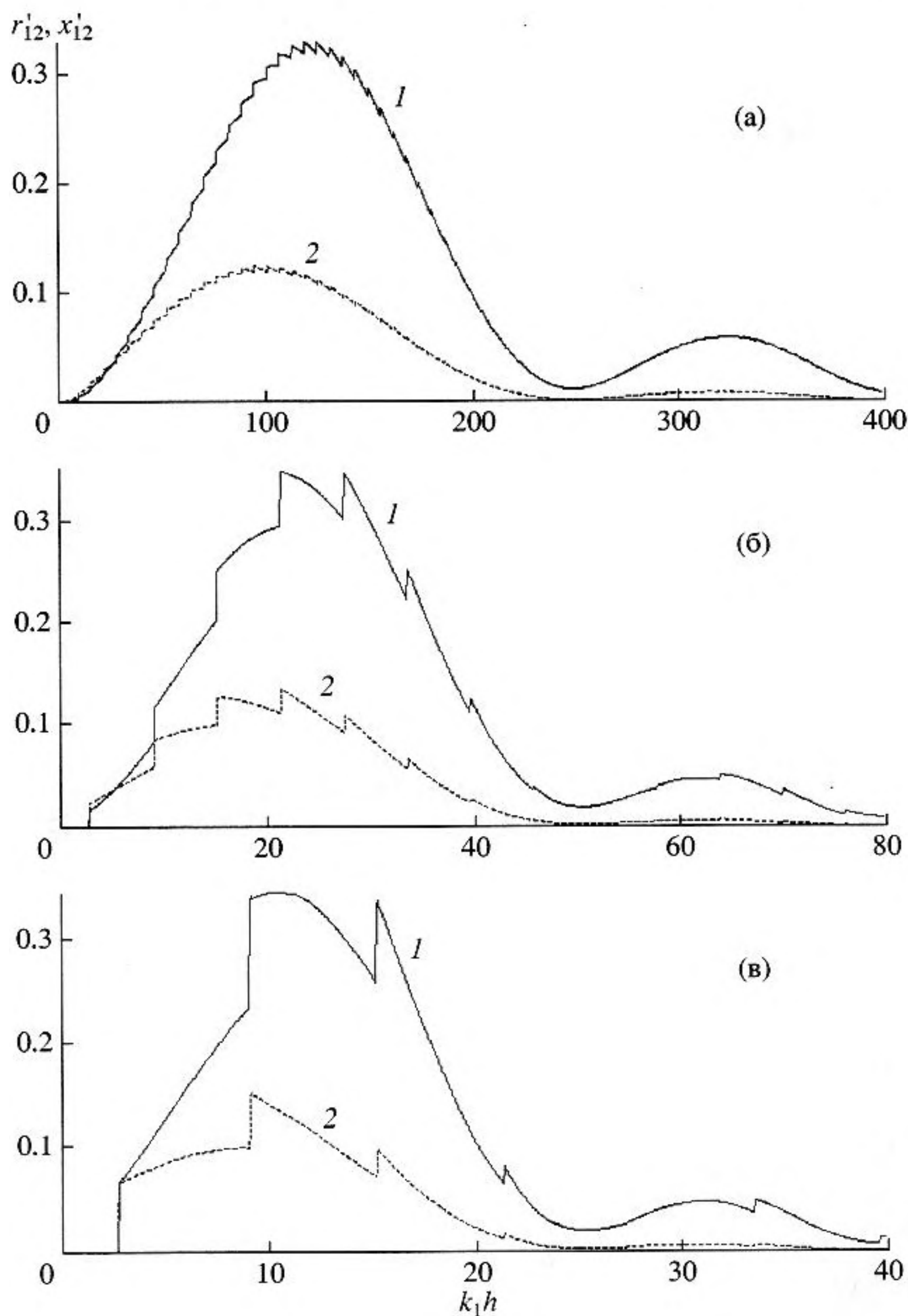


Рис. 4. Частотная зависимость составляющих r'_{12}, x'_{12} сопротивления излучения вторичного излучателя, 1 - r'_{12} , 2 - x'_{12} ; а - $a_1 = 10^{-2}$, б - $a_1 = 5 \times 10^{-2}$, в - $a_1 = 10^{-1}$.

$$r'_{12} = 4\pi k_1 h \sum_{\substack{m(1) \\ m(2)}}^{M_1+M_2} \frac{C_m}{E_m (\xi_m h)^2 |H_1^{(2)}(\xi_m a)|^2},$$

$$x'_{12} = 2\pi^2 k_1 h a_1 \times$$

$$\times \sum_{\substack{m(1) \\ m(2)}}^{M_1+M_2} \frac{C_m [J_0(\xi_m a) J_1(\xi_m a) + N_0(\xi_m a) N_1(\xi_m a)]}{E_m \xi_m h |H_1^{(2)}(\xi_m a)|^2},$$

где M_1, M_2 - число нормальных и обобщенных нормальных волн соответственно.

Выделяя в (12) подмножество $m(3)$ вытекающих нормальных волн, получаем оценку соответствующей составляющей $Z_3 = r'_3 + ix'_3$ полного сопротивления излучения

$$r'_3 = 2\pi^2 k_1 h a_1 \operatorname{Re} \sum_{m(3)} \frac{C_m i H_0^{(2)}(\xi_m a)}{E_m \xi_m h H_1^{(2)}(\xi_m a)},$$

$$x'_3 = 2\pi^2 k_1 h a_1 \operatorname{Im} \sum_{m(3)} \frac{C_m i H_0^{(2)}(\xi_m a)}{E_m \xi_m h H_1^{(2)}(\xi_m a)}.$$

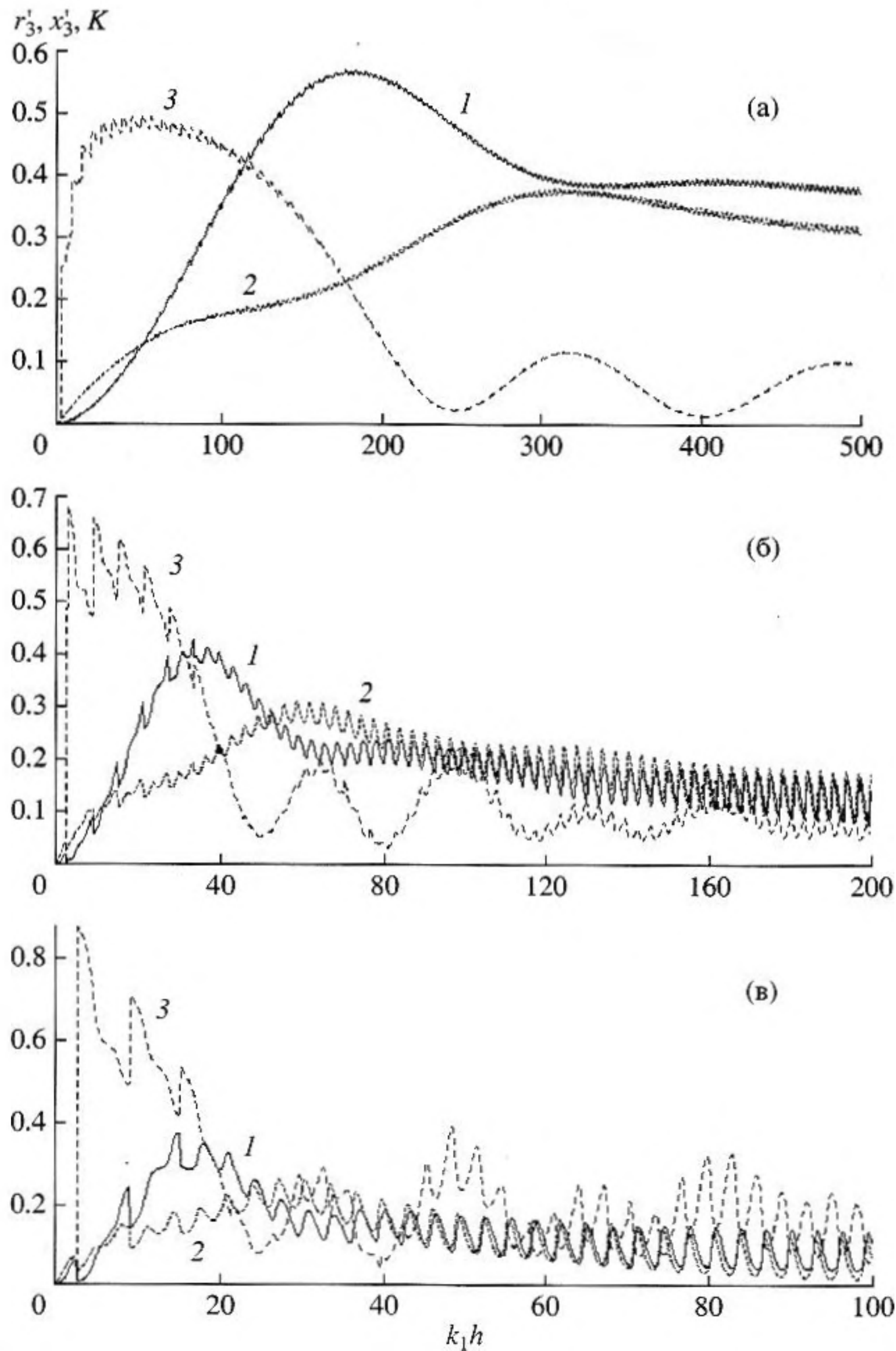


Рис. 5. Частотная зависимость составляющих r'_3 , x'_3 сопротивления излучения вторичного излучателя и коэффициента K , 1 — r'_3 , 2 — x'_3 , 3 — K ; а — $a_1 = 10^{-2}$, б — $a_1 = 5 \times 10^{-2}$, в — $a_1 = 10^{-1}$.

Обратимся к результатам численных расчетов, выполненных для волновода с параметрами $\rho_{12} = 1/1.6$; $c_{12} = 1.5/1.75$, что соответствует песчаным грунтам.

На рис. 4а–4в представлена частотная зависимость составляющих r'_{12} , x'_{12} , связанных с излучением вторичного излучателя в волновод Пекериса при различных значениях параметра a_1 . Дискретный характер зависимостей точно соответствует модовой структуре звукового поля, а глобальный

максимум для составляющей r'_{12} приблизительно соответствует условию $k_1 a \approx \pi/2$. Это означает, что излучение в волновод максимально, когда для удаленного наблюдателя ($r \gg h$) на поверхности поршня укладывается одна зона Френеля ($2a \approx \lambda/2$).

При увеличении геометрического параметра a_1 частота максимума составляющей r'_{12} сдвигается в сторону более низких частот с одновременным ростом величины глобального максимума. В ситуации, когда на поверхности поршня укла-

дывается одна зона Френеля на первой критической частоте $(k_1h)_{кр.1} = 2.7$, $a_1 = 0.57$ сопротивление излучения становится максимальным, при этом $r'_{12} \approx 0.6$.

Частотная зависимость составляющих r'_3 , x'_3 , связанных с излучением в полупространство показана на рис. 5а–5в. Дискретный характер этих зависимостей также связан с модовой структурой звукового поля, но только на частотах, ограниченных сверху условием $k_1a \leq \pi/2$. На более высоких частотах появляется интерференционная составляющая, обусловленная резонансными явлениями, связанными с толщинными колебаниями слоя в области $r \leq a$, которые демпфируются излучением в волновод и полупространство в области $r > a$.

Поскольку мощность, излучаемая поршневым излучателем, точно равна мощности, излучаемой вторичным излучателем, можно определить излучение поршня в волновод величиной составляющей r'_{12} , однако, представляет интерес и характер распределения излучаемой мощности между волноводом и полупространством. На рис. 5 приведены также зависимости коэффициента $K = \frac{r'_{12}}{r'_{12} + r'_3}$, характеризующего долю мощности, излученной в волновод, в суммарной излучаемой мощности. Можно отметить, что максимум коэффициента K соответствует окрестности первой критической частоты, тогда как максимум составляющей r'_{12} соответствует частотному параметру $k_1h = \pi/2a_1$. Эти два условия максимума совместимы только для случая $(k_1h)_{кр.1} = 2.7$, $a_1 = 0.57$, при этом $r'_{12} \approx 0.6$, $K \approx 1$, а такой поршневой излучатель работает наиболее эффективно.

Сравнивая частотные зависимости активной составляющей сопротивления излучения поршня в жестком экране волновода r'_R и составляющей сопротивления излучения поршня в импедансном экране r'_{12} , можно отметить существенное демпфирование резонансных процессов, связанных с толщинными колебаниями жидкого слоя, излучением в полупространство. Более того, частотные

зависимости сопротивления излучения r'_{12} поршня в импедансном экране волновода Пекериса весьма близки к аналогичным для сопротивления излучения излучателя поршневого типа в мягком экране волновода Пекериса, полученным в работе [10]. В обоих сравниваемых случаях максимум излучения в волновод соответствует условию $k_1a = \pi/2$, но эффективность излучения поршня, расположенного в импедансном экране, существенно выше.

Можно также предположить, что при увеличении акустической жесткости грунта эффективность излучения поршневого излучателя в волновод будет увеличиваться.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеенкин В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 2. С. 227–233.
2. Елисеенкин В.А. О работе вертикальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 228–233.
3. Злобина Н.В., Касаткин Б.А., Стаценко Л.Г. Вертикальная цилиндрическая антенна в волноводе Пекериса / Доклады VIII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. Акустика океана. М.: Геос, 2000. С. 118–121.
4. Касаткин Б.А., Стаценко Л.Г. Энергетические и полевые характеристики акустических антенн в волноводах. Владивосток: Дальнаука, 2000. 265 с.
5. Лапин А.Д. Импеданс излучения поршня в волноводе // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 427–429.
6. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1957. 502 с.
7. Ansell J.H. The roots of the Stoneley wave equation for liquid-solid interfaces // Pure Appl. Geophys. 1972. V. 194. P. 172–188.
8. Padilla F., de Billy M., Quentin G. Theoretical and experimental studies of surface waves on solid-fluid interfaces when the value of the fluid sound velocity is located between the shear and the longitudinal ones in the solid // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 106(2). P. 666–673.
9. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Неклассическое решение классических задач акустики. Владивосток: Дальнаука, 2000. 159 с.
10. Злобина Н.В., Касаткин Б.А. Излучатель поршневого типа в мягком экране волновода Пекериса // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 1. С. 61–69.

Piston Acoustic Radiator in an Impedance Screen of a Pekeris Waveguide

N. V. Zlobina and B. A. Kasatkin

*Institute of Marine Technology Problems, Russian Academy of Sciences, Far-East Division,
ul. Sukhanova 5a, Vladivostok, 690950 Russia
e-mail: kasatkas@marine.febras.ru*

Abstract—A model problem of seismic hydroacoustics is studied for a piston radiator inserted in an impedance screen that coincides with the lower boundary of a Pekeris waveguide. The radiation resistance of the piston is numerically calculated as a function of the screen type and parameters of the radiator and the waveguide.