АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 6, с. 802–808

УДК 534.24,534.87

АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ В НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ С ИМПЕДАНСНОЙ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕЙ

© 2001 г. Н. В. Злобина, Б. А. Касаткин

Институт проблем морских технологий ДВО РАН
690600 Владивосток, ул. Суханова 5а
E-mail: kasatkas@marine.febras.ru

Поступила в редакцию 04.09.2000 г.

Получено разложение поля вертикальной антенны, расположенной в неоднородном волноводе, в ряд по нормальным волнам однородного волновода сравнения. Выполнен численный анализ частотной зависимости сопротивления излучения при различных горизонтах излучения и профиле скорости звука. Изменчивость сопротивления излучения сопоставляется с изменчивостью скорости звука.

Анализу звуковых полей направленных антенн, работающих в волноводе, посвящено достаточно большое количество работ, например [1–4], однако численные оценки и конкретные практические рекомендации содержатся в них крайне редко, а сама проблема остается достаточно актуальной. Формализованный подход к анализу направленных антенн, работающих в волноводе Пекериса, был дан в работе [5], а в работе [6] были получены конкретные численные оценки энергетических и полевых характеристик антенн различного типа.

Цель настоящей работы – обобщение предложенного в [5] подхода к более сложному случаю неоднородного волновода с заданным профилем скорости звука $c_1(z)$, лежащего на жидком полупространстве. Соответствующая граничная задача записывается в виде:

$$\Delta\varphi + k_1^2(z)\varphi = 0,$$
$$z = 0, \quad p = 0,$$
$$z = h, \quad p + Z_{\text{вх}}\frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0, \tag{1}$$

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\rho_2 c_2}{\cos\theta_2} = \frac{\omega\rho_2}{\sqrt{k_2^2 - \xi^2}}, \quad k_2 = \frac{\omega}{c_2}, \quad k_1 = \frac{\omega}{c_1(z)},$$

где Δ – оператор Лапласа, φ, p – потенциал скорости и давление в жидком слое $z \in (0, h)$ с параметрами ρ_1, $c_1(z)$ лежащем на жидком полупространстве с параметрами ρ_2, c_2 (ρ, c – плотность и скорость звука), ω – круговая частота, θ_2 – угол преломления, ξ – постоянная распространения.

Если искать решение граничной задачи (1) в виде цилиндрической волны $\varphi(r, z) = \varphi(z)H_0^{(2)}(\xi r)$, то для искомой функции поперечного сечения $\varphi(z)$ получаем уравнение

$$\frac{\partial^2\varphi(z)}{\partial z^2} + (k_1^2(z) - \xi^2)\varphi(z) = 0. \tag{2}$$

Вводя волновод сравнения с постоянной скоростью $\bar{c}_1 = \text{const}$, перепишем (2) в виде, удобном для последующего применения метода возмущений

$$\frac{\partial^2\varphi(z)}{\partial z^2} + (\bar{k}_1^2 - \xi^2)\varphi(z) = (\bar{k}_1^2 - k_1^2(z))\varphi(z),$$
$$\bar{k}_1 = \frac{\omega}{\bar{c}_1}. \tag{3}$$

Пусть теперь $\varphi_n^{(0)}(z, \xi_n)$, ξ_n – собственные функции и собственные значения постоянной распространения, соответствующие волноводу сравнения (волноводу Пекериса), тогда правую часть можно записать в виде разложения [6]

$$f_n(z) = (\bar{k}_1^2 - k_1^2(z))\varphi_n^{(0)}(z, \xi_n) =$$
$$= \frac{1}{2}\left\{\sum_{m=1}^{M^-} a_{nm}^-\varphi_m^{(0)}(z, \xi_m^-) + \sum_{m=1}^{M^+} a_{nm}^+\varphi_m^{(0)}(z, \xi_m^+) + \right. \tag{4}$$
$$\left. + 2\text{Re}\sum_{m=1}^{\infty}\tilde{a}_{nm}\varphi_m^{(0)}(z, \tilde{\xi}_m)\right\},$$

где $a_{nm}^{\pm} = \dfrac{2}{h}\dfrac{(f_n, \varphi_m^{(0)}(\xi_m^{\pm}))_h}{E_m^{\pm}}$; $\tilde{a}_{nm} = \dfrac{2}{h}\dfrac{(f_n, \varphi_m^{(0)}(\tilde{\xi}_m))_h}{\tilde{E}_m}$,

$\xi_n^{\pm}$ – вещественные постоянные распространения, соответствующие поперечному волновому числу

в нижнем полупространстве $k_{32,n} = \sqrt{k_2^2 - \xi_n^2} = \pm i\alpha_n$, $\alpha_n = \sqrt{\xi_n^2 - k_2^2} > 0$, $\tilde{\xi}_n$ – комплексные постоянные распространения, соответствующие вытекающим нормальным волнам ($\mathrm{Im}\,\xi_n < 0$, $\mathrm{Re}\,k_{32,n} > 0$), $\varphi_n^{(0)}(z, \xi_n) = \sin(k_{31,n}z)$

$$E_m^{\pm} = E_{1m} \mp E_{2m}, \quad E_{1m} = 1 - \frac{\sin(2x_m)}{2x_m},$$

$$E_{2m} = \rho_{12}\frac{\sin^2 x_m}{\alpha_m}, \quad \rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2},$$

$$\tilde{E}_m = 1 - \frac{\sin(2x_m)}{2x_m} - i\rho_{12}\frac{\sin^2 x_m}{k_{32,m}h},$$

$$x = k_{31}h, \quad k_{31}^2 = \bar{k}_1^2 - \xi^2,$$

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

В разложении (4) M^- – число собственно нормальных волн с вещественной постоянной распространения ξ_n^- ($k_{32,n} = -i\alpha_n$), M^+ – число обобщенных нормальных волн с вещественной постоянной распространения ξ_n^+ ($k_{32,n} = i\alpha_n$), которые в совокупности являются собственными функциями сопряженных операторов в задаче (1). Необходимость привлечения собственных функций обоих сопряженных операторов, соответствующих задаче (1), объясняется тем, что только они в совокупности образуют полные ортогональные системы собственных функций в соответствующих областях, пересечением которых является отрезок $z \in (0, h)$ [6].

Решение (3), с учетом (4), имеет вид

$$\varphi_n(z, \xi_n) = \sum_m b_{nm}\varphi_m^{(0)}(z, \xi_m), \tag{5}$$

$$b_{nm} = \delta_{nm} + \frac{a_{nm}}{2(\xi_m^2 - \xi_n^2)},$$

δ_{nm} – символ Кронекера, а суммирование в (5) распространяется на все собственные значения постоянной распространения $\xi_m^{\pm}$, $\tilde{\xi}_m$, $\tilde{\xi}_m^*$, (ξ^* – комплексно-сопряженная величина), $b_{nn} = 1 + \beta_{nn}/2$, $\beta_{nn} = \lim\limits_{m \to n}\left[\frac{a_{nm}}{\xi_m^2 - \xi_n^2}\right]$.

К разложению (5) нужно добавить определение волнового числа волновода сравнения

$$(f_n, \varphi_n)_h = 0, \quad \bar{k}_{1n}^2 = \frac{(k_1^2(z), (\varphi_n^{(0)})^2)_h}{(\varphi_n^{(0)}, \varphi_n^{(0)})_h}, \tag{6}$$

из которого следует, что для каждой нормальной волны существует свой волновод сравнения со своей средней скоростью $\bar{c}_1 = \bar{c}_{1n}$, однако зависимость средней скорости от номера моды достаточно слабая.

Будем считать, что в качестве приближенного решения задачи (3), (6) можно взять линейное преобразование (5), в котором волновод сравнения определен усредненным по множеству нормальных волн условием (6):

$$\langle \bar{k}_{1n}^2 \rangle_n = \bar{k}_1^2 = \frac{1}{h}\int_0^h k_1^2(z)dz. \tag{7}$$

Можно отметить, что метод возмущений в той или иной форме достаточно часто и эффективно используется при решении задач для неоднородных и нерегулярных волноводов. Подробный перечень работ, посвященных этому вопросу, приведен, например, в работе [7]. Однако линейное преобразование (5) соответствующих ортогональных базисов $\varphi_n(z, \xi_n)$, $\varphi_n^{(0)}(z, \xi_n)$ в приближении (7) для описания звуковых полей в неоднородном волноводе, насколько нам известно, ранее не применялось.

Для организации численного эксперимента введем класс профилей $c_1(z)$, соответствующих билинейному закону для квадрата коэффициента преломления

$$k_1^2(z) = \bar{k}_1^2 n^2(z),$$

$$n^2(z) = \begin{cases} a_1 + b_1 z, & z \in (0, h_0), \\ a_1 + (b_1 + b_2)h_0 - b_2 z, & z \in (h_0, h), \end{cases} \tag{8}$$

где постоянные $a_1 > 0$, $b_1 > 0$, $b_2 > 0$ определяются из соответствующего закона изменения $c_1(z)$

$$c_1(z) = \begin{cases} c_1(0) - g_1 z, & z \in (0, h_0), \\ c_1(0) - (g_1 + g_2)h_0 + g_2 z, & z \in (h_0, h), \end{cases} \tag{9}$$

где градиенты скорости звука $g_1 > 0$, $g_2 > 0$ считаются заданными, а формулы перехода имеют вид

$$b_1 = \frac{2g_1\bar{c}_1^2}{c_1^3(0)} \approx \frac{2g_1}{c_1(0)}, \quad b_2 = \frac{2g_2\bar{c}_1^2}{c_1^3(0)} \approx \frac{2g_2}{c_1(0)},$$

$$\frac{g_1 h}{c_1(0)} \ll 1, \quad \frac{g_2 h}{c_1(0)} \ll 1,$$

$$a_1 = \left(\frac{\bar{c}_1}{c_1(0)}\right)^2,$$

$$\bar{c}_1 = c_1(0)\left[1 - \frac{g_1 h}{2c_1(0)} + \frac{(g_1 + g_2)h}{2c_1(0)}\left(1 - \frac{h_0}{h}\right)^2\right].$$

Рассмотрим теперь граничную задачу (1) с решением (5), (7) при наличии источника возбуждения типа вертикальной цилиндрической антенны в жестком экране с граничным условием на боковой поверхности

$$r = a$$

$$v(z) = v_0 F(z), \quad F(z) = \begin{cases} 1, & z \in (z_0 - l, z_0 + l), \\ 0, & z \bar{\in} (z_0 - l, z_0 + 0), \end{cases} \tag{10}$$

где v_0 – амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости, a – радиус цилиндра, z_0 – горизонт излучения.

Для функции источника $F(z)$ можно записать разложение

$$F(z) = \sum_n a_n \varphi_n(z, \xi_n) = \tag{11}$$

$$= \sum_{n,m} a_n b_{nm} \varphi_m^{(0)}(z, \xi_m) = \sum_m a_m^{(0)} \varphi_m^{(0)}(z, \xi_m),$$

где коэффициенты разложения $a_m^{(0)}$ в ряд по собственным функциям волновода сравнения известны [6]:

$$a_m^{(0)} = \frac{2l}{h} \frac{\varphi_m^{(0)}(z_0, \xi_m)}{E_m} \Phi_m,$$

$$\Phi_m = \frac{\sin(k_{31,m} l)}{k_{31,m} l} = \frac{\sin(x_m l_1)}{x_m l_1}, \quad l_1 = l/h, \tag{12}$$

а коэффициенты a_n определяются обратным преобразованием

$$a_n = \sum_m a_m^{(0)} b_{mn}^{-1}, \tag{13}$$

b_{mn}^{-1} – обратная матрица.

Общее решение задачи (1), (10), с учетом (12), (13), можно записать в виде

$$\varphi = v_0 \sum_n \frac{a_n \varphi_n(z, \xi_n)}{\xi_n H_1^{(2)}(\xi_n a)} \varepsilon_n H_0^{(2)}(\xi_n r) = \tag{14}$$

$$= \varphi^{(0)}(r, z) + \Delta\varphi(r, z),$$

$$\varphi^{(0)}(r, z) =$$

$$= \frac{2l v_0}{h} \sum_n \frac{\varphi_n^{(0)}(z_0, \xi_n) \varphi_n^{(0)}(z, \xi_n)}{\xi_n H_1^{(2)}(\xi_n a) E_n} \Phi_n(\xi_n) \varepsilon_n H_0^{(2)}(\xi_n r)$$

– звуковое поле направленной антенны в волноводе сравнения (волноводе Пекериса),

$$\Delta\varphi = v_0 \frac{2l}{h} (\bar{k}_1 h)^2 \times$$

$$\times \sum_{n, m \neq n} \frac{\varphi_m^{(0)}(z_0, \xi_m) \varphi_n^{(0)}(z, \xi_n) \Phi_m(\xi_m)}{\sqrt{b_{nn} b_{mm}} E_m E_n (\xi_n^2 - \xi_m^2) h^2} \alpha_{nm}(r),$$

$$\alpha_{nm} = \frac{2}{h} ((n^2(z) - 1) \varphi_n^{(0)}, \varphi_m^{(0)})_h \times \tag{15}$$

$$\times \left[\frac{H_0^{(2)}(\xi_n r) \varepsilon_n}{\xi_n H_1^{(2)}(\xi_n a)} - \frac{H_0^{(2)}(\xi_m r) \varepsilon_m}{\xi_m H_1^{(2)}(\xi_m a)} \right],$$

$$\varepsilon_n = \begin{cases} 1 \text{ – для нормальных волн с постоянными } \xi_n^{\pm}, \\ 1 + \dfrac{\tilde{a}_n^*}{\tilde{a}_n} \rho_{12} \dfrac{|\sin x_n|^2}{\alpha_n h E_{1n}} \text{ – для вытекающих} \\ \text{нормальных волн с постоянными } \tilde{\xi}_n, \end{cases}$$

а суммирование в (14), (15) распространяется на все нормальные волны с постоянными распространения $\xi_n^{\pm}$, $\tilde{\xi}_n$.

Применим полученные решения (14), (15) для расчета сопротивления излучения антенны. Следуя [6], можно записать

$$Z_R = \frac{1}{v_0} \int_S p(a, z) dS = \rho_1 \bar{c}_1 S Z_R' =$$

$$= \rho_1 c_1(0) S \left(1 + \frac{\Delta c}{c_1(0)} \right) (Z_R'^{(0)} + \Delta Z_R'),$$

где $\Delta c = \bar{c}_1 - c_1(0)$, $S = 4\pi l a$ – площадь антенны,

$$Z_R'^{(0)} = \frac{2l}{h} \bar{k}_1 \sum_n \frac{\varphi_n^{(0)^2}(z_0, \xi_n) \Phi_n^2(\xi_n)}{\xi_n E_n H_1^{(2)}(\xi_n a)} i \varepsilon_n H_0^{(2)}(\xi_n a) = \tag{16}$$

$$= r_R'^{(0)} + i x_R'^{(0)}$$

– нормированное сопротивление излучения антенны, работающей в волноводе сравнения,

$$\Delta Z_R' = \frac{4l}{h} (\bar{k}_1 h)^3 \sum_{n, m > n} \frac{\varphi_n^{(0)}(z, \xi_n) \varphi_m^{(0)}(z_0, \xi_m)}{E_m E_n (\xi_n^2 - \xi_m^2) h^2 \sqrt{b_{nn} b_{mm}}} \times \tag{17}$$

$$\times \Phi_m(\xi_m) \Phi_n(\xi_n) \frac{i \alpha_{nm}(a)}{h}$$

– изменение нормированного сопротивления, непосредственно связанное с неоднородностью волновода.

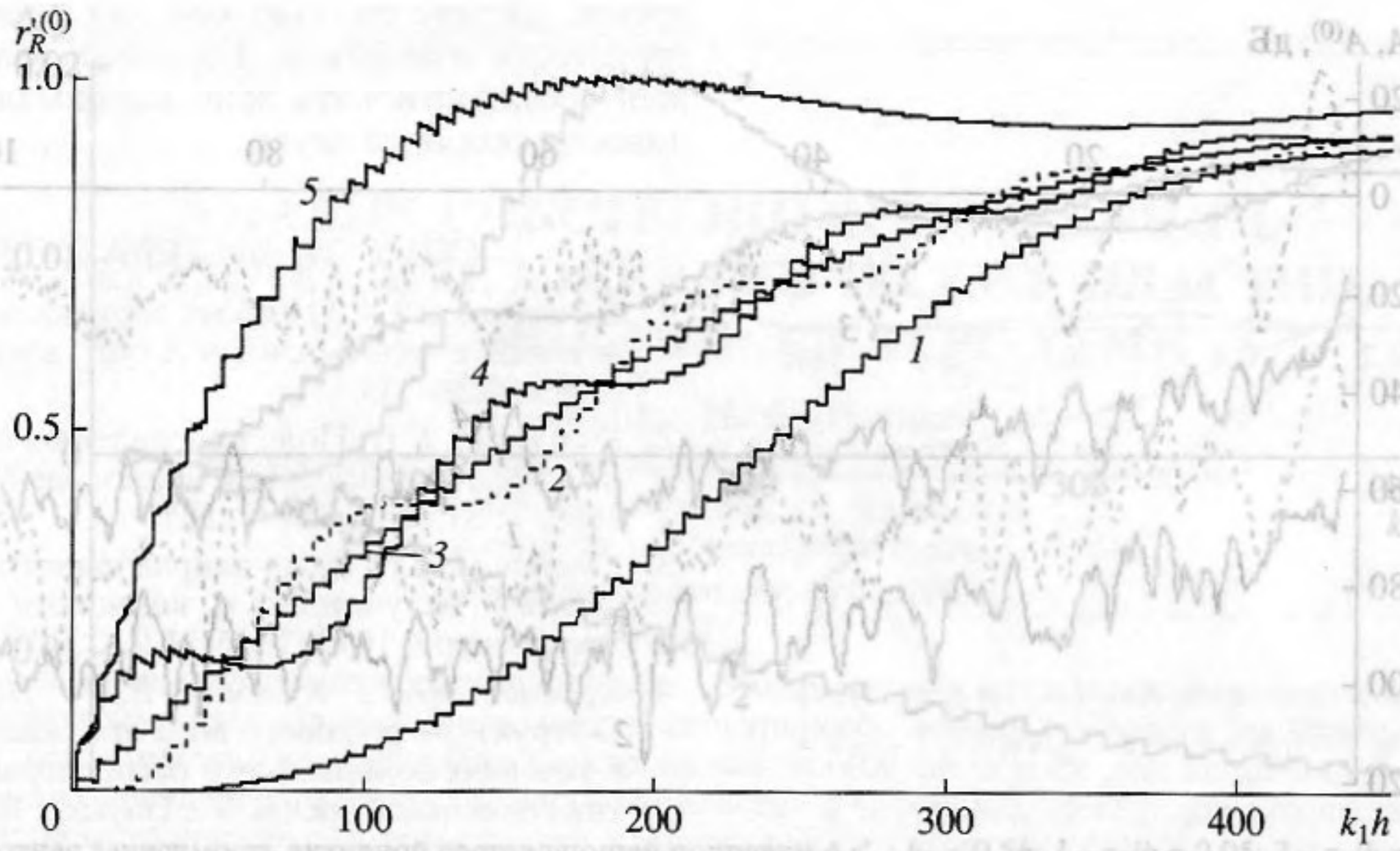

Рис. 1. Частотная зависимость активной составляющей сопротивления излучения антенны $r_R'^{(0)}$; $l/h = 5\times10^{-3}$, $l = a$; *1* – $z_0/h = 0.005$; *2* – $z_0/h = 0.05$; *3* – $z_0/h = 0.5$; *4* – $z_0/h = 0.95$; *5* – $z_0/h = 0.99$.

Полное изменение нормированного сопротивления излучения содержит две составляющие

$$\Delta Z'_\Sigma = \Delta Z'_1 + \Delta Z'_2, \quad \Delta Z'_1 = \frac{\Delta c}{c_1(0)} Z_R'^{(0)},$$

$$\Delta Z'_2 = \Delta Z'_R = \Delta r'_R + i\Delta x'_R,$$

из которых первая составляющая $\Delta Z'_1$ пропорциональна интегральной величине изменения скорости звука $\bar{c}_1$ относительно некоторого опорного значения ($\Delta Z_1 \sim \Delta c$), а вторая составляющая $\Delta Z'_2 = \Delta Z'_R$ определяется локальными особенностями профиля скорости звука и горизонтом излучения.

Обратимся теперь к результатам численного анализа, полагая $b_1 = b_2 = 10^{-3}$ м$^{-1}$; ($g_1 = g_2 = 0.75$ с$^{-1}$); $c_{12} = \bar{c}_1/c_2 = 1.5/1.75$; $\rho_{12} = 1/1.6$; $h = 100$ м, что соответствует песчаному дну и градиенту скорости звука в верхних слоях в летний период.

На рис. 1 показана частотная зависимость активной составляющей сопротивления излучения антенны с параметрами $l_1 = 5\times10^{-3}$, $a = l$ в волноводе сравнения при различных значениях горизонта излучения z_0. Отметим характерные особенности частотной зависимости.

На всех зависимостях мелкомасштабная частотная изменчивость сопротивления излучения связана с модовой структурой поля, среднемасштабная связана с интерференционными процессами вблизи ближайшей границы, а крупномасштабная – с волновым размером излучателя. Так, например, при работе излучателя малых размеров ($\bar{k}_1 2l \ll 1$) вблизи свободной поверхности ($\bar{k}_1 z_0 \ll 1$) частотная зависимость активной составляющей сопротивления излучения имеет явно выраженный дипольный характер ($r'_R \sim \omega^4$). При удалении излучателя от свободной поверхности хорошо проявляются интерференционные максимумы, соответствующие условию $2\bar{k}_1 z_0 = (2n+1)\pi$ ($z_0 = \frac{\lambda_1}{4}(2n+1)$, λ_1 – длина волны). При приближении излучателя к донной поверхности среднемасштабная частотная изменчивость определяется интерференционными процессами вблизи этой границы раздела, а интерференционные максимумы соответствуют условию $2\bar{k}_1(h - z_0) = 2\pi n$, $(h - z_0) = n\frac{\lambda_1}{2}$.

Рисунок 2 поясняет влияние профиля скорости $c(z)$ на горизонтальную структуру звукового поля. В расчетах принято $z = z_0 = 0.5h$; $h_0 = 1$, что соответствует линейному профилю скорости звука и отрицательной рефракции. В качестве расчетной взята величина нормированного звукового давления в логарифмическом масштабе для неоднородного волновода и волновода сравнения

$$A = 20\lg\frac{|p(r_1)|}{\rho_1 c_1 v_0}, \quad A^{(0)} = 20\lg\frac{|p^{(0)}(r_1)|}{\rho_1 c_1 v_0}, \quad r_1 = \frac{r}{h}.$$

Расчеты выполнены с усредняющим окном $\Delta r_1 = 1$.

На сравнительно низких частотах ($k_1h = 100$, кривые *1*, *2*) рефракционные эффекты достаточно

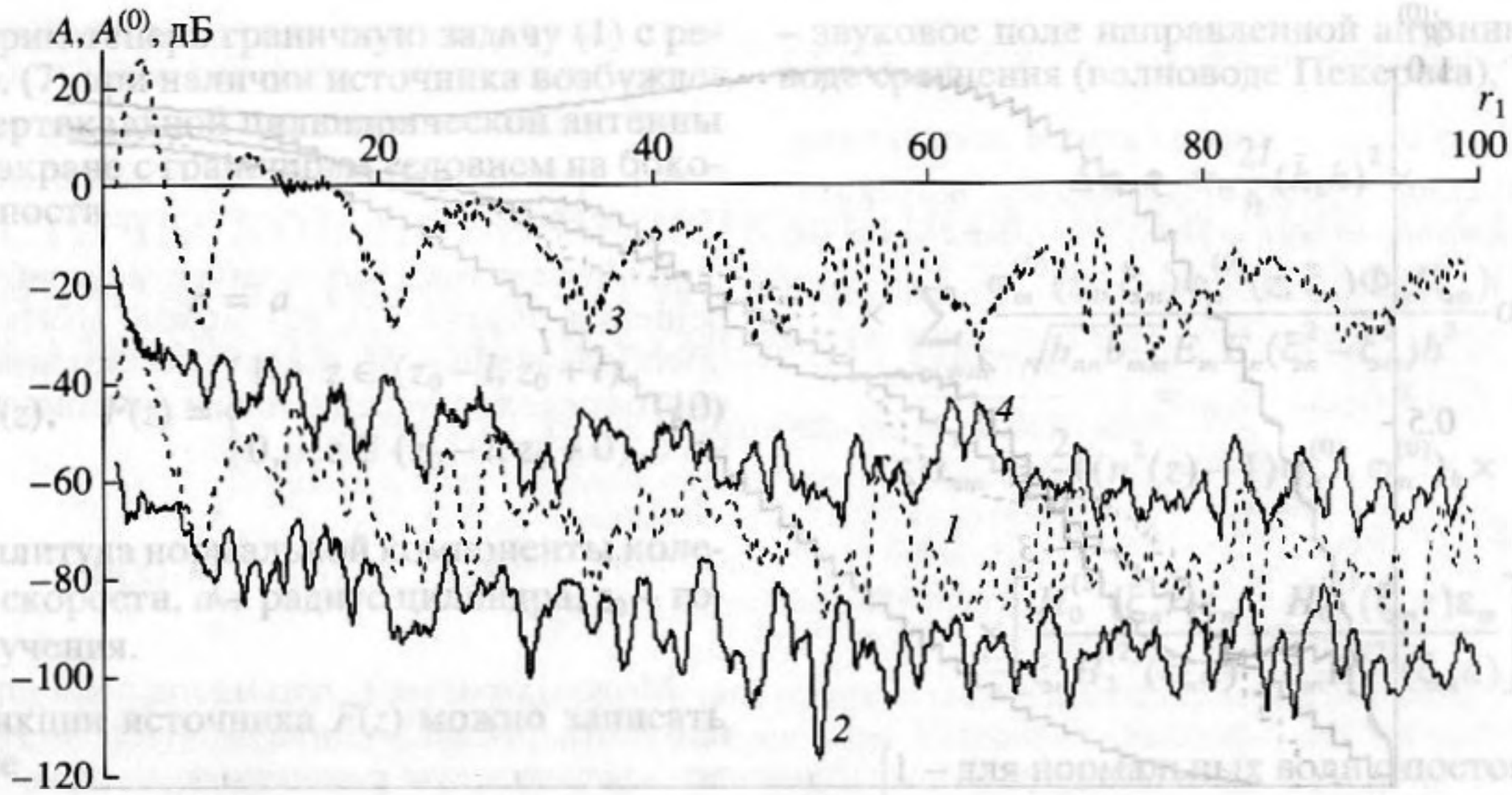

Рис. 2. Горизонтальные разрезы звукового поля в неоднородном волноводе и волноводе сравнения; *1* – $A(r_1)$, *2* – $A^{(0)}(r_1)$ при $k_1h = 100$; *3* – $A(r_1)$, *4* – $A^{(0)}(r_1)$ при $k_1h = 400$.

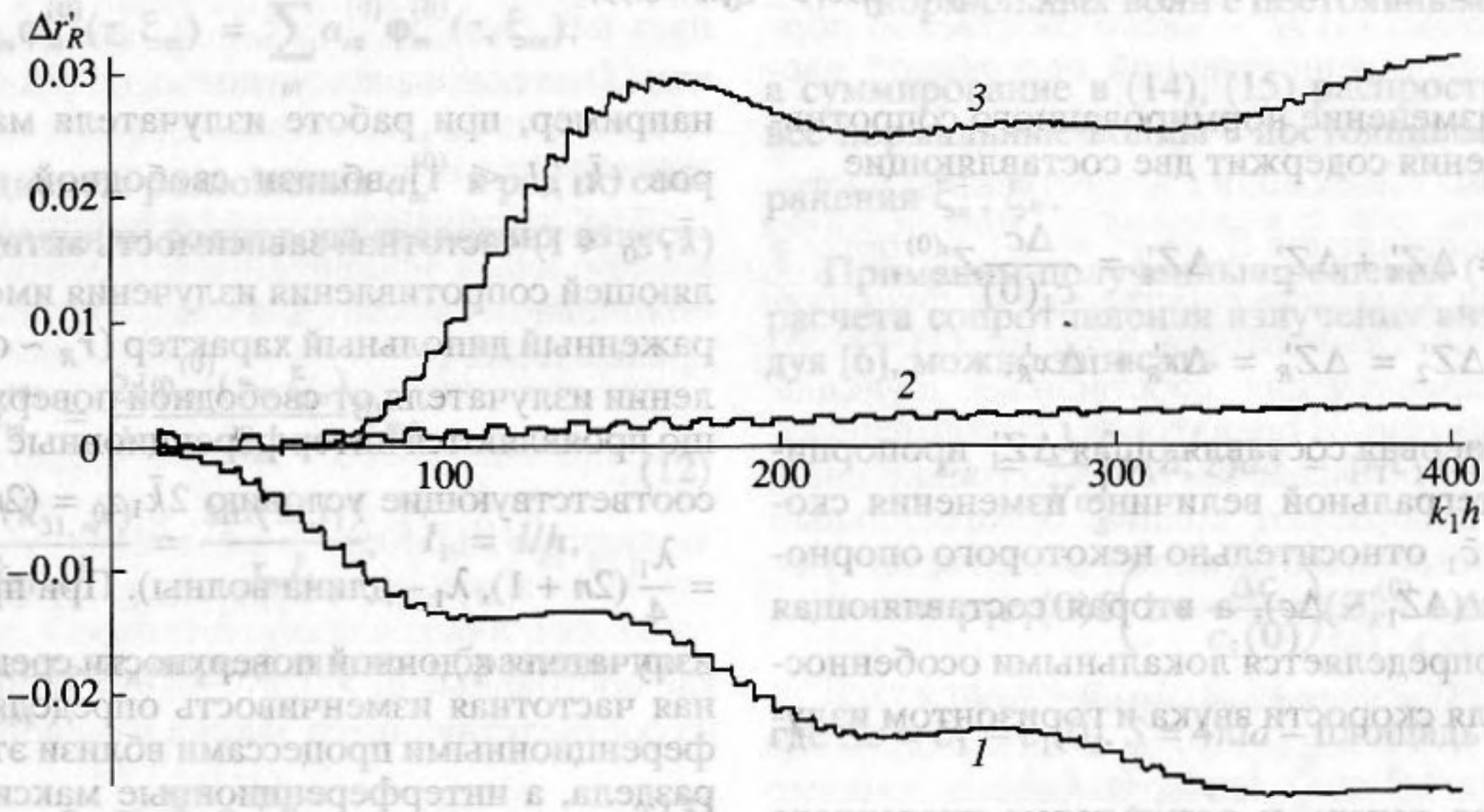

Рис. 3. Частотная зависимость активной составляющей поправки $\Delta r'_R$; $h_0 = 0$; *1* – $z_0/h = 0.05$; *2* – $z_0/h = 0.5$; *3* – $z_0/h = 0.95$.

малы, а горизонтальные разрезы поля $p(r_1)$, $p^{(0)}(r_1)$ в неоднородном волноводе и волноводе сравнения не имеют существенных отличий. С увеличением частоты ($k_1h = 400$, кривые *3*, *4*) направленные свойства излучателя (приемника) и рефракционные эффекты способствуют формированию зональной структуры звукового поля, а горизонтальные разрезы $p(r_1)$, $p^{(0)}(r_1)$ приобретают соответствующие различия. Для удобства чтения графиков кривые *3* и *4* на рис 2 сдвинуты на +10 дБ.

На рис. 3–5 представлена частотная зависимость активной составляющей поправки $\Delta r'_R$ при различных значениях горизонта излучения и параметра h_0 профиля скорости звука.

Основные характерные особенности этой зависимости заключаются в следующем. Для каждого типа профиля скорости звука, соответствующего конкретному значению параметра h_0, тип частотной зависимости поправки $\Delta r'_R$ хорошо соответствует типу частотной зависимости величины $r'^{(0)}_R$, а ее знак и максимальное значение определяются горизонтом излучения, при этом у обеих величин $\Delta r'_R$, $r'^{(0)}_R$ сходны и особенности интерференцион-

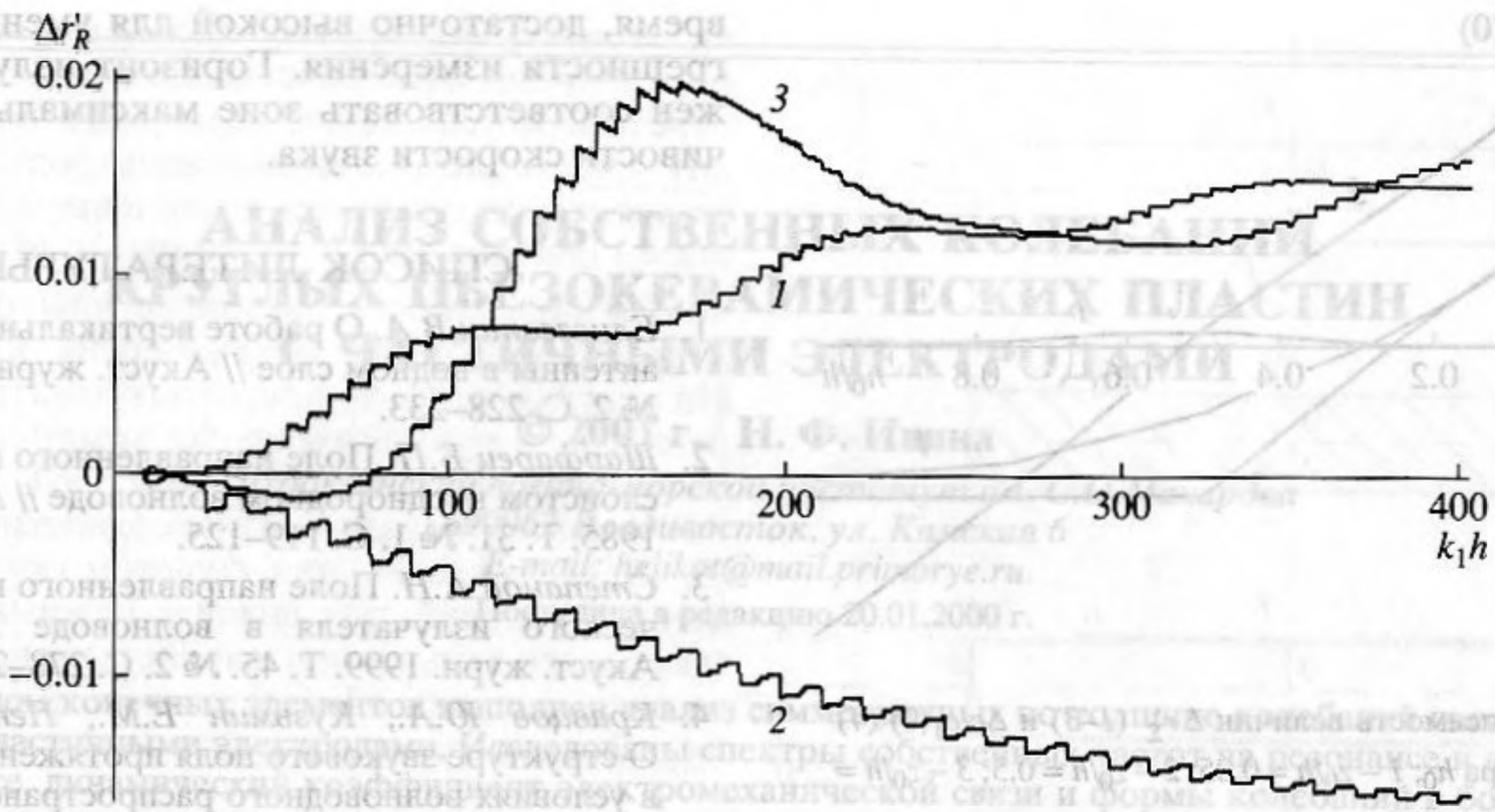

Рис. 4. Частотная зависимость активной составляющей поправки $\Delta r'_R$; $h_0 = 0.5h$; *1* – $z_0/h = 0.05$; *2* – $z_0/h = 0.5$; *3* – $z_0/h = 0.95$.

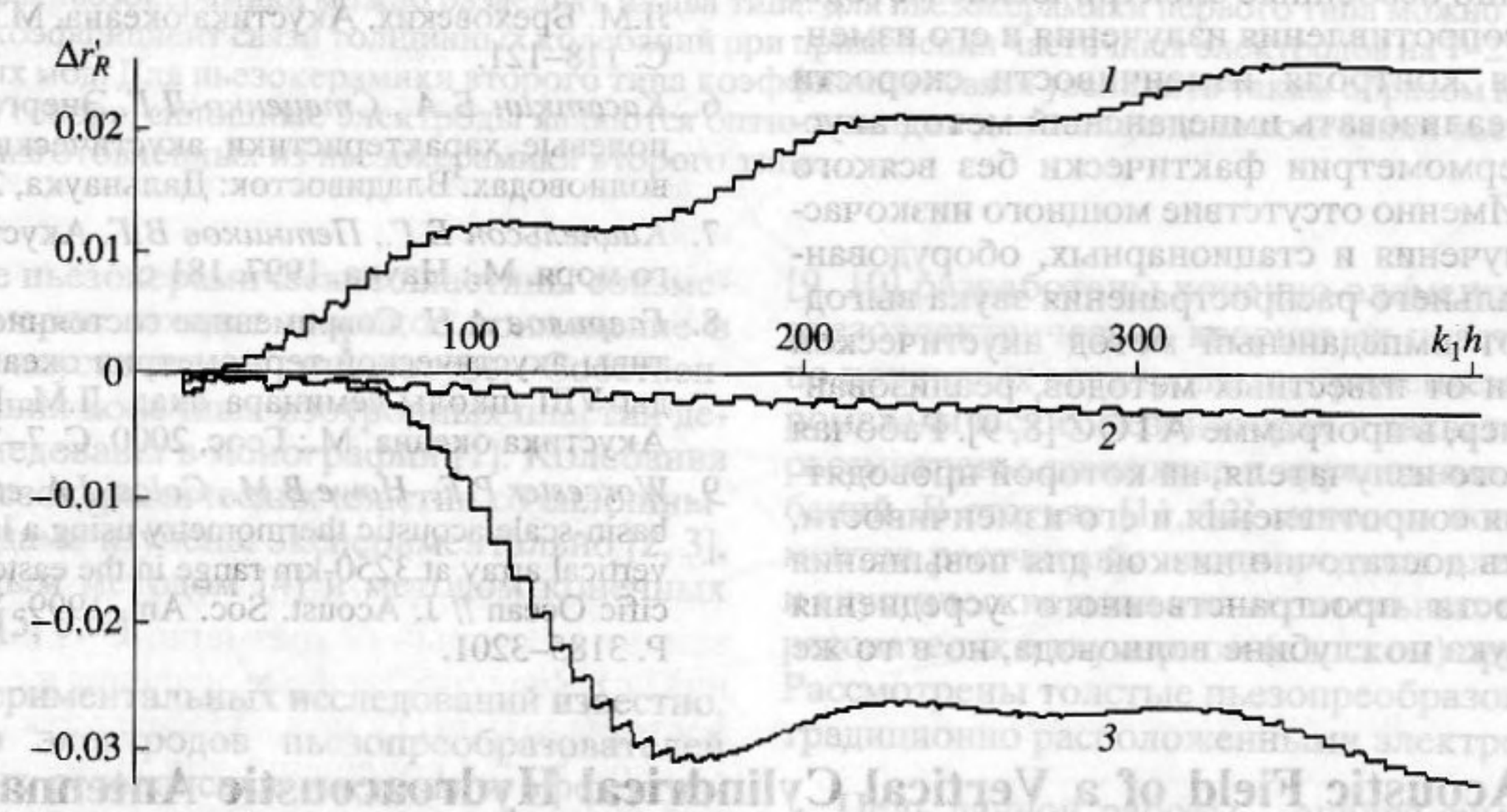

Рис. 5. Частотная зависимость активной составляющей поправки $\Delta r'_R$; $h_0 = h$; *1* – $z_0/h = 0.05$; *2* – $z_0/h = 0.5$; *3* – $z_0/h = 0.95$.

ной изменчивости, связанные с влиянием ближайшей к излучателю границы раздела.

Другая особенность анализируемых данных – противофазность поправок $\Delta r'_R$, соответствующих параметрам профиля скорости звука $h_0 = 0$, (положительная рефракция) и $h_0 = 1$ (отрицательная рефракция), что вполне объяснимо соответствующим изменением знака отклонения локальной скорости звука на горизонте излучения от среднего значения ($\Delta r'_R \sim (c_1(z_0) - \bar{c}_1)$).

Поскольку обе составляющие $\Delta r'_1$, $\Delta r'_2$ имеют сходные частотную зависимость и особенности интерференционной изменчивости, можно проанализировать зависимость суммарной поправки $\Delta r'_\Sigma$ от параметров h_0, z_0 для фиксированной частоты. Рисунок 6 поясняет такую зависимость в предельном случае $k_1h \gg 1$.

Можно отметить, что для приповерхностного излучателя составляющие $\Delta r'_1$, $\Delta r'_2$ противофазны при всех значениях параметра h_0, а суммарная поправка мала, тогда как для придонного излучателя поправки суммируются синфазно. Во всех случаях суммарная поправка хорошо соответствует изменчивости средней скорости звука на горизонте излучения.

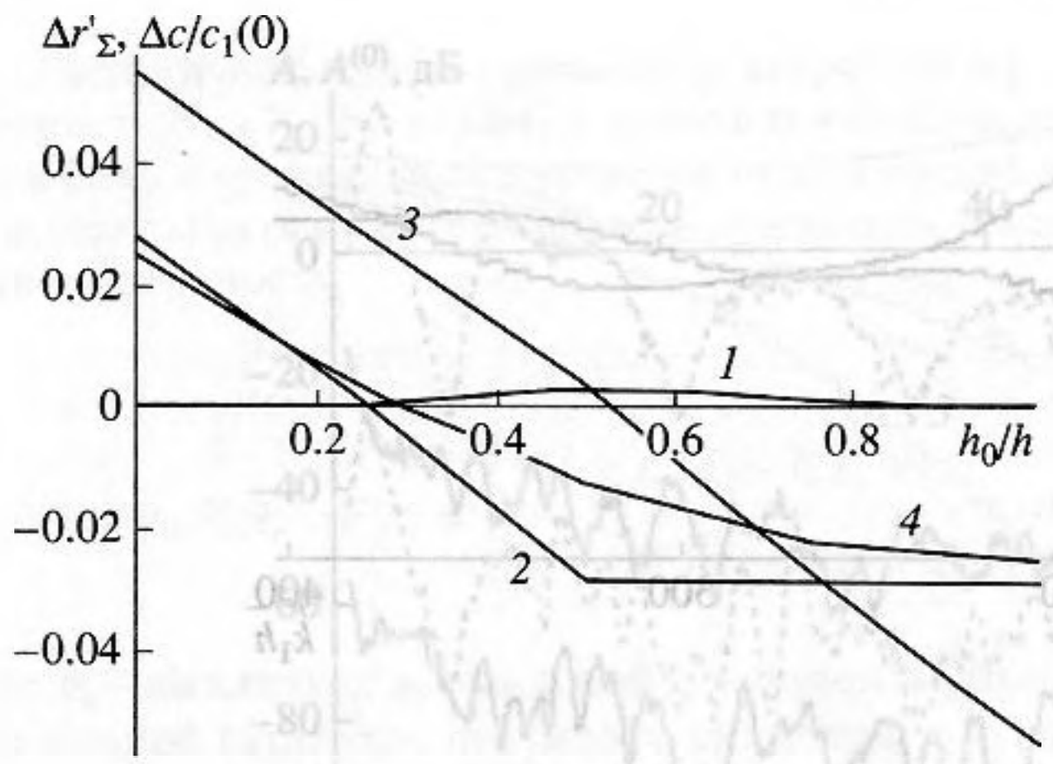

Рис. 6. Зависимость величин $\Delta r'_\Sigma$ (*1–3*) и $\Delta c/c_1(0)$ (*4*) от параметра h_0; *1* – $z_0/h = 0.05$; *2* – $z_0/h = 0.5$; *3* – $z_0/h = 0.95$.

Последнее обстоятельство позволяет использовать хорошо освоенные электрические методы измерения сопротивления излучения и его изменчивости для контроля изменчивости скорости звука, т.е. реализовать импедансный метод акустической термометрии фактически без всякого излучения. Именно отсутствие мощного низкочастотного излучения и стационарных, оборудованных трасс дальнего распространения звука выгодно отличают импедансный метод акустической термометрии от известных методов, реализованных, например, в программе АТОС [8, 9]. Рабочая частота такого излучателя, на которой проводятся измерения сопротивления и его изменчивости, должна быть достаточно низкой для повышения эффективности пространственного усреднения скорости звука по глубине волновода, но в то же время, достаточно высокой для уменьшения погрешности измерения. Горизонт излучения должен соответствовать зоне максимальной изменчивости скорости звука.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Елисеевнин В.А.* О работе вертикальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 228–233.
2. *Шарфарец Б.П.* Поле направленного излучателя в слоистом неоднородном волноводе // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 1. С. 119–125.
3. *Степанов А.Н.* Поле направленного гидроакустического излучателя в волноводе Пекериса // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 278–280.
4. *Кравцов Ю.А., Кузьмин Е.М., Петников В.Г.* О структуре звукового поля протяженной антенны в условиях волноводного распространения // Акустика океанской среды. М.: Наука, 1989. С. 178–186.
5. *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.
6. *Касаткин Б.А., Стаценко Л.Г.* Энергетические и полевые характеристики акустических антенн в волноводах. Владивосток: Дальнаука, 2000. 265 с.
7. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 181 с.
8. *Гаврилов А.Н.* Современное состояние и перспективы акустической термометрии океана // Доклады VIII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. Акустика океана. М.: Геос, 2000. С. 7–13.
9. *Worcester P.F., Howe B.M., Colosi J.A. et al.* A test of basin-scale acoustic thermometry using a large-aperture vertical array at 3250-km range in the eastern North Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 105. № 6. P. 3185–3201.

Acoustic Field of a Vertical Cylindrical Hydroacoustic Antenna in an Inhomogeneous Waveguide with an Impedance Lower Boundary

N. V. Zlobina and B. A. Kasatkin

An expansion of the field of a a vertical antenna located in an inhomogeneous waveguide in terms of the normal waves of a homogeneous reference waveguide is obtained. The frequency dependence of the radiation resistance is analyzed numerically for various antenna depths and sound velocity profiles. Variations in the radiation resistance are correlated with the variations in the sound velocity.