

УДК 534

© 1990 г.

А. М. Карновский, А. Г. Лейко, А. Д. Супрун

**ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА
КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ В ПРИСУТСТВИИ ВЗВОЛНОВАННОЙ
ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД ВОДА — ВОЗДУХ**

Получены соотношения и выполнена численная оценка средних статической и динамической диаграмм направленности гармонического источника конечных размеров в присутствии статистически взволнованной границы раздела сред, представленной поверхностью с пологими неровностями, значительно превышающими длину волны. Показано различие направленных свойств источника в рассматриваемых условиях, в отсутствие волнения и в свободной среде.

При решении ряда физических задач, связанных с распространением акустических колебаний в природных условиях, представляет интерес исследование свойств звукового поля источника в присутствии взволнованной границы раздела сред вода — воздух. Для тех случаев, когда источник является точечным, эта задача достаточно полно исследована [1, 2]. Однако, если источник характеризуется размерами, соизмеримыми с длиной волны, требуется специальное рассмотрение особенностей формирования его поля, поскольку в этом случае существенным становится учет тонкой структуры поля такого источника, обусловленной дифракционными эффектами на его поверхности.

Ниже исследуются особенности среднего звукового поля в дальней зоне гармонического акустического источника, ограниченного поверхностью S_0 в присутствии статистически взволнованной границы раздела сред вода — воздух, представленной поверхностью с плавными неровностями, значительно превышающими длину волны λ дифрагирующего поля. Примем, что на поверхности S_0 задана нормальная составляющая колебательной скорости $v(\gamma)$ (рис. 1). Воспользовавшись интегральной формулой Гельмгольца [3, 4], мгновенное значение поля такого источника в точке $\mathbf{r} \in \Omega_1$ (Ω_1 — внешняя область задачи) представим в виде:

$$p(\mathbf{r}) = p_0(\mathbf{r}) + p_1(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \left\{ p(\gamma) \frac{\partial G(\gamma, \mathbf{r})}{\partial n_\gamma} + iv(\gamma) G(\gamma, \mathbf{r}) \right\} dS(\gamma) + \frac{1}{4\pi} \int_{S_r} \left\{ p(\gamma) \frac{\partial G(\gamma, \mathbf{r})}{\partial n_\gamma} + iv(\gamma) G(\gamma, \mathbf{r}) \right\} dS(\gamma), \quad (1)$$

где $p_0(\mathbf{r})$ — прямое поле; $p_1(\mathbf{r})$ — реализация поля, отраженного от границы раздела S_r ; γ, \mathbf{r} — безразмерные векторы типа $\mathbf{q} = k\mathbf{q}^0$; k — волновое число; n_γ — направление нормали \mathbf{n} к соответствующей поверхности в точке $\gamma \in S = S_0 \cup S_r$; $G(\gamma, \mathbf{r})$ — функция Грина задачи.

Выражение (1) следует доопределить, поскольку значения $p(\gamma)$ и $v(\gamma)$ неизвестны. Исходя из рассматриваемого типа волнения, расположим источник так, чтобы удовлетворялись требования метода Кирхгофа [1], в том числе требование $kR \gg 1$ (R — расстояние между любой из точек на S_0 и S_r), что обеспечивается при минимальном расстоянии $R = R_{\min} = 1,5\lambda$. Выберем также значение заглубления z_r ближайшей к средней плоскости взволнованной границы S_{r0} точки $\gamma \in S_0$ (при условии, что волнение описывается гауссовым законом с дисперсией σ и нулевым математическим ожиданием), равным $(2\sigma + 1,5\lambda)$, что с вероятностью, пре-

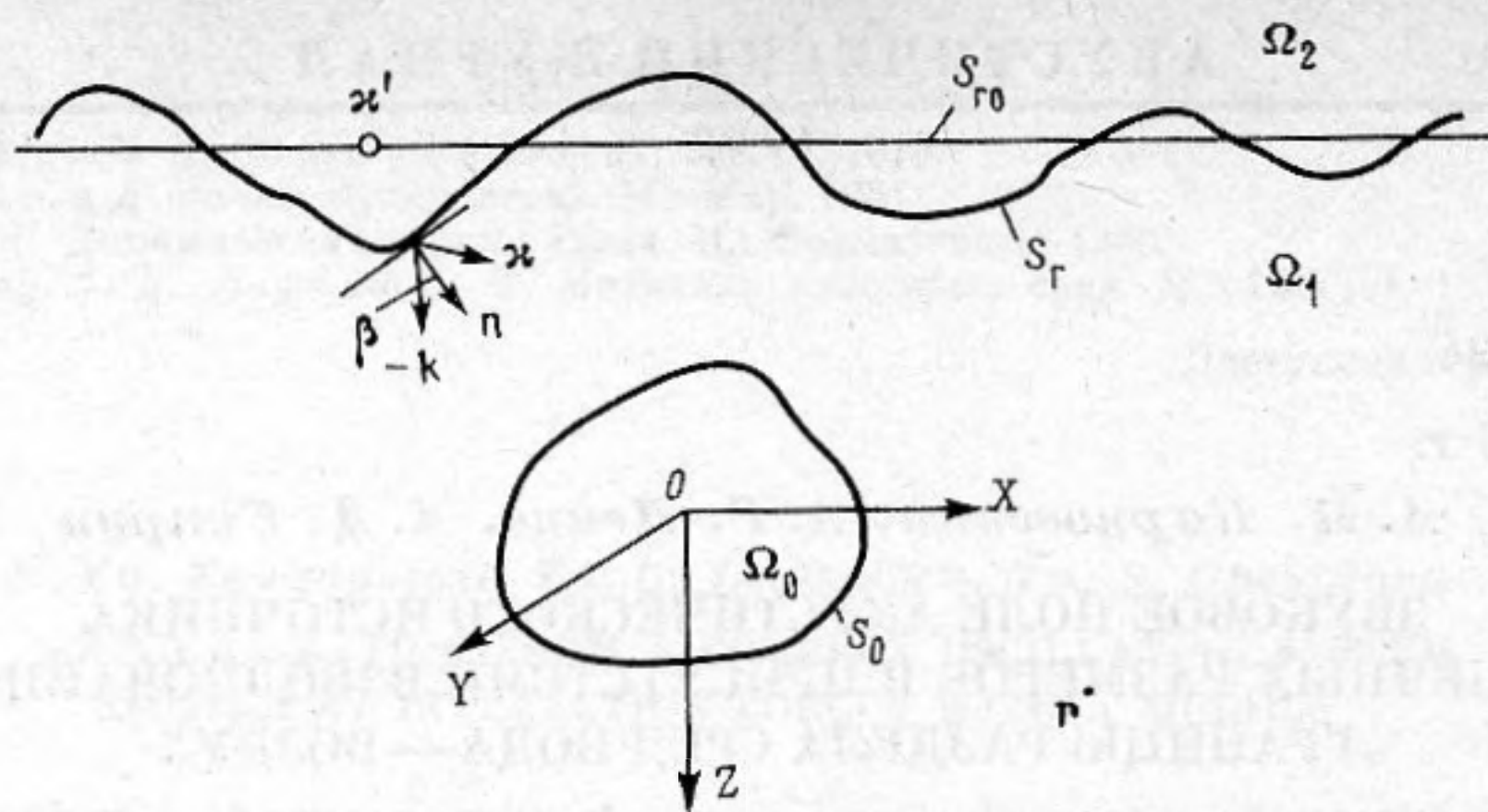


Рис. 1. Геометрия задачи

вышающей 0,95, обеспечивает расположение источника в волновой зоне относительно поверхности S_r . При выполнении оговоренных условий можно считать, что падающая на границу волна $p_0(\gamma)$ является плоской волной с волновым вектором \mathbf{k} . В этом случае, согласно [1]:

$$p_1(\gamma) = [1 + \tau(\gamma)] p_0(\gamma), \quad (2)$$

$$\frac{\partial p_1(\gamma)}{\partial n_\gamma} = [1 - \tau(\gamma)] \frac{\partial p_0(\gamma)}{\partial n_\gamma},$$

где $\tau(\gamma)$ — локальный коэффициент отражения плоской волны в точке $\gamma \in S_r$, определяемый в соответствии с методом Кирхгофа [1, 2, 5] в виде: $\tau(\gamma) \equiv \tau(\beta) = [(\rho_2 c_2 / \cos \beta_t) - (\rho_1 c_1 / \cos \beta)] \times [(\rho_2 c_2 / \cos \beta_t) + (\rho_1 c_1 / \cos \beta)]^{-1}$ (ρ_1, ρ_2 — соответственно плотность воды и воздуха; c_1, c_2 — скорость звука в воде и воздухе; $\sin \beta_t = (c_2 \sin \beta) / c_1$; $\beta = \hat{\mathbf{n}}\mathbf{k}$). Можно показать, что из (1) с учетом (2) следует:

$$p(\mathbf{r}) - p_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{(4\pi)^2} \int_{S_0} \left[p(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial n_y} - iv(\mathbf{y}) \right] dS(\mathbf{y}) \times \\ \times \int_{S_r} \tau(\beta) \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \left\{ \frac{e^{-i|\mathbf{r}-\boldsymbol{\gamma}|-i|\boldsymbol{\gamma}-\mathbf{y}|}}{|\mathbf{r}-\boldsymbol{\gamma}||\boldsymbol{\gamma}-\mathbf{y}|} \right\} dS(\boldsymbol{\gamma}), \quad (3)$$

где $\mathbf{y} \in S_0$.

Поскольку $c_2 \ll c_1, \rho_2 \ll \rho_1$, то с точностью до члена порядка $\rho_2 c_2 / \rho_1 c_1$ имеем $\tau(\beta) \approx -1 - (2\rho_2 c_2 \cos \beta) (\rho_1 c_1)^{-1}$. При этом из (3) получим

$$p(\mathbf{r}) - p_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{(4\pi)^2} \int_{S_0} \left[p(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial n_y} + iv(\mathbf{y}) \right] dS(\mathbf{y}) \times \\ \times (-1) \int_{S_r} \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \left\{ \frac{e^{-i|\mathbf{r}-\boldsymbol{\gamma}|-i|\boldsymbol{\gamma}-\mathbf{y}|}}{|\mathbf{r}-\boldsymbol{\gamma}||\boldsymbol{\gamma}-\mathbf{y}|} \right\} dS_0(\boldsymbol{\gamma}) + \\ + \frac{2\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 (4\pi)^2} \int_{S_0} \left[p(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial n_y} + iv(\mathbf{y}) \right] dS(\mathbf{y}) \int_{S_r} \cos \beta \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \left\{ \frac{e^{-i|\mathbf{r}-\boldsymbol{\gamma}|-i|\boldsymbol{\gamma}-\mathbf{y}|}}{|\mathbf{r}-\boldsymbol{\gamma}||\boldsymbol{\gamma}-\mathbf{y}|} \right\} dS(\boldsymbol{\gamma}). \quad (4)$$

Среднее значение поля определим из (4) как результат усреднения по ансамблю реализаций случайной поверхности S_r в приближении однократного рассеяния границей с учетом эффектов многократного взаимодействия источника с границей и затенений одной части S_r другой [1]. Пренебрегая вторым слагаемым в (4) и учитывая, что, согласно [1], сред-

нее значение интеграла по S_r в первом слагаемом имеет вид

$$I_2 = \frac{e^{-iR'}}{R'} \tau_0(\beta),$$

где $R' = k|y - r'|$, r' — точка, симметричная (относительно плоскости S_{r_0}) точке наблюдения, $\tau_0(\beta) = \tau(\beta) \tau_{00}(\beta)$,

$$\tau_{00}(\beta) = \begin{cases} \left[1 - \operatorname{Erfc} \left(\frac{a}{\sqrt{2}} \right) \right] [1 - 2\Lambda(a)] e^{-2(k\sigma \cos \beta)^2}, & a \gg 1 \\ \left[1 - \operatorname{Erfc} \left(\frac{a}{\sqrt{2}} \right) \right] \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp \left\{ -\frac{x^2}{2} + iq_z \sigma x + \Lambda(a) \operatorname{Erfc}(x) \right\}, & a \lesssim 1 \end{cases}$$

($a = (\operatorname{ctg} \beta / \gamma_0) \gg 1$ соответствует случаю слабых, $a \lesssim 1$ — сильных затенений, $\gamma_0 = [dl(x')/dx']$, $l(x')$ — высота волнения, $x' \in S_{r_0}$), $q = \{q_x, q_y, q_z\} = \kappa - k$, κ — волновой вектор, направленный по нормали к фазовому фронту отраженной волны

$$\Lambda(a) = \operatorname{tg} \beta \int_{\operatorname{ctg} \beta}^{\infty} (\gamma_0 - \operatorname{ctg} \beta) w(\gamma_0) d\gamma_0,$$

$$\operatorname{Erfc}(v) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^v e^{-t^2} dt;$$

$$w(\gamma_0) = \exp\{-\gamma_0^2/2\sigma^2\} / \sqrt{2\pi}\sigma,$$

искомое значение среднего поля в точке r приближенно можно записать как:

$$\langle p(r) \rangle \approx \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \left[p(y) \frac{\partial}{\partial n_y} + iv(y) \right] \left[\frac{e^{-i|r-y|}}{|r-y|} - \frac{e^{-iR'}}{R'} \tau_0(\beta) \right] dS(y). \quad (5)$$

В уравнении (5) неизвестные значения $p(y)$, которые учитывают многократные отражения между источником и взволнованной границей, определим на основе идеи дополненного метода интегральных уравнений Гельмгольца [6]. В рассматриваемой нами задаче о звуковом поле единой акустической системы «источник — взволнованная граница», ограниченной поверхностью $S = S_0 \cup S_r$, интересующие нас значения $p(y)$ на поверхности источника определим как подмножество решения $p(y_1)$ переопределенной системы интегральных уравнений Гельмгольца, сформулированных для поверхности S и внутренней области упомянутой задачи, соответственно имеющих вид:

$$\begin{aligned} 2\pi p(y_1) - \int_S p(\gamma) \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \left[\frac{e^{-ikd_2}}{d_2} \right] dS(\gamma) = \\ = i\omega\rho_1 \int_S v(\gamma) \left[\frac{e^{-ikd_2}}{d_2} \right] dS(\gamma), \end{aligned} \quad (6)$$

$$- \int_S p(\gamma) \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \left[\frac{e^{-ikd_3}}{d_3} \right] dS(\gamma) = i\omega\rho_1 \int_S v(\gamma) \frac{e^{-ikd_3}}{d_3} dS(\gamma), \quad (7)$$

где $y_1 \in S = S_0 \cup S_r$, $d_2 = |y_1 - \gamma|$, $d_3 = |y_3 - \gamma|$, $y_3 \in \tilde{\Omega} = \Omega_0 \cup \Omega_2$, $\tilde{\Omega}$ — внутренняя область задачи (см. рис. 1).

Разбивая поверхность S на $2N$ участков S_q , в пределах которых зна-

чения $p(\gamma)$ и $v(\gamma)$ можно считать постоянными, система интегральных уравнений (6), (7) приводится к алгебраической системе уравнений, которая при полной симметрии задачи записывается как

$$\sum_{q=1}^N (A_{zq} + A_{zm}) p_q = a_z, \quad z = \overline{1, N}, \quad (8)$$

$$\sum_{q=1}^N (B_{\kappa m} + B_{\kappa q}) p_q = b_{\kappa}, \quad \kappa = \overline{[N+1], [N+N_{s1}]}, \quad (9)$$

где N_{s1} — количество точек внутренней области задачи, в которых удовлетворяется уравнение (7), $p_m = p_q$, $m = \overline{(N+1), 2N}$

$$A_{zq} = 2\pi\delta_{zq} - \int_{S_q} \frac{\partial}{\partial n_q} [\mathfrak{B}(\gamma)] dS(\gamma),$$

$$B_{\kappa q} = - \int_{S_q} \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \left[\frac{e^{-ikd_{3\kappa}}}{d_{3\kappa}} \right] dS(\gamma),$$

$$a_z = i\omega\rho_1 \sum_{q=1}^N v(\gamma_q) \int_{S_q} \mathfrak{B}(\gamma) dS(\gamma),$$

$$b_{\kappa} = i\omega\rho_1 \sum_{q=1}^N v(\gamma_q) \int_{S_q} \frac{e^{-ikd_{3\kappa}}}{d_{3\kappa}} dS(\gamma),$$

$$\mathfrak{B}(\gamma) = \frac{e^{-ikd_{2z}}}{d_{2z}} - \tau(\beta) \frac{e^{-ikd'_{2z}}}{d'_{2z}},$$

$d_{2z}' = |\gamma - \mathbf{r}|$, δ_{zq} — символ Кронекера.

Дальнейшая конкретизация полученных соотношений связана с выбором типа источника. Введем цилиндрическую r, z, φ ($|r| \geq 0$, $|z| > 0$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$) и сферическую ρ, ϑ, φ ($|\rho| \geq 0$, $0 \leq \vartheta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$) системы координат и расположим начало координат в геометрическом центре источника, имеющего вид цилиндрической поверхности $S_0 = S_b \cup S_n \cup S_h$ (S_b — боковая поверхность источника; S_b, S_n — поверхности его верхнего и нижнего торцов) радиуса R_n и высоты H . Полагая, что $\gamma: \{r_\gamma, z_\gamma, \varphi_\gamma\} \in S_0$, $\mathbf{x}': \{x_0, y_0, z_0\} \in S_{r_0}$, зададим значение колебательной скорости в виде $v = \exp\{-i(z_\gamma - z_\tau) \cos \vartheta_0\}$, $\gamma \in S_b$; $v = 0$, $\gamma \in S_b, S_n$ (ϑ_0 — угол компенсации в вертикальной плоскости).

В рассматриваемом случае на торцах источника (знак «+» относится к верхнему торцу) имеем

$$A_{zq} = 2\pi\delta_{zq} \pm \int_{r_{q1}}^{r_{q2}} r_\gamma dr_\gamma \int_{\varphi_{q1}}^{\varphi_{q2}} d\varphi_\gamma \mathfrak{B}_v(\varphi_\gamma),$$

$$B_{\kappa q} = \pm \int_{r_{q1}}^{r_{q2}} r_\gamma dr_\gamma \int_{\varphi_{q1}}^{\varphi_{q2}} d\varphi_\gamma \mathfrak{B}_v(\varphi_\gamma);$$

на боковой поверхности источника эти коэффициенты записываются как

$$A_{zq} = 2\pi\delta_{zq} + \int_{\varphi_{q1}}^{\varphi_{q2}} R_n d\varphi_\gamma \int_{r_{q1}}^{r_{q2}} dz_\gamma \mathfrak{B}_v(z_\gamma),$$

$$B_{\kappa q} = \int_{\varphi_{q1}}^{\varphi_{q2}} R_{\kappa} d\varphi_{\gamma} \int_{z_{q1}}^{z_{q2}} dz_{\gamma} \mathfrak{B}_{\nu}(z_{\gamma}),$$

где

$$\mathfrak{B}_{\nu}(\varphi_{\gamma}) = \frac{e^{-ikd_{\nu}}}{d_{\nu}^3} (1 + ikd_{\nu}) (z_{\nu} - z_{\gamma}) - \tau_{\alpha}(\beta) \frac{e^{-ikd_{\nu}'}}{d_{\nu}'^3} \times \\ \times (1 + ikd_{\nu}') (2z_0 - z_{\nu} - z_{\gamma}) - \frac{e^{-ikd_{\nu}'}}{d_{\nu}'} \frac{\partial}{\partial z_{\gamma}} \tau_{\alpha}(\beta),$$

$$\mathfrak{B}_{\nu}(z_{\gamma}) = \frac{e^{-ikd_{\nu}}}{d_{\nu}^3} (1 + ikd_{\nu}) [r_{\nu} - R_{\kappa} \cos(\varphi_{\nu} - \varphi_{\gamma})] - \\ - \tau_{\alpha}(\beta) \frac{e^{-ikd_{\nu}'}}{d_{\nu}'^3} (1 + ikd_{\nu}') [r_{\nu} - R_{\kappa} \cos(\varphi_{\nu} - \varphi_{\gamma})] - \frac{e^{-ikd_{\nu}'}}{d_{\nu}'} \frac{\partial}{\partial z_{\gamma}} \tau_{\alpha}(\beta),$$

$$d_{\nu} = [(z_{\nu} - z_{\gamma})^2 + r_{\nu}^2 + r_{\gamma}^2 - 2r_{\nu}r_{\gamma} \cos(\varphi_{\nu} - \varphi_{\gamma})]^{1/2},$$

$$d_{\nu}' = [(2z_0 - z_{\nu} - z_{\gamma})^2 + r_{\nu}^2 + r_{\gamma}^2 - 2r_{\nu}r_{\gamma} \cos(\varphi_{\nu} - \varphi_{\gamma})]^{1/2},$$

$\nu = 2\mathfrak{z}, 3\kappa, \{rqb\}, \{zqb\}, \{\varphi qb\}$ ($b=1; 2$) — координаты границ q -го участка, $\{r_{2\mathfrak{z}}, z_{2\mathfrak{z}}, \varphi_{2\mathfrak{z}}\}$ — координаты центра \mathfrak{z} -го участка, определяемые как среднее арифметическое соответствующих координат его границ, $\beta = \arccos[(2z_0 - z_{2\mathfrak{z}} - z_{\gamma})/d_{2\mathfrak{z}}']$. Можно также показать, что

$$\Pi[\tau_{0\alpha}(\beta)] = \begin{cases} \Pi(\cos \beta) \left\{ \frac{M_3}{\gamma_0 \sin^3 \beta} \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} M_2 e^{-a^2/2} + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-a^2/2}}{a^2} M_1 \right] - \right. \\ \left. - 4(k\sigma)^2 \cos \beta M_1 M_2 M_3, \quad a \gg 1 \right. \\ \left. \Pi(\cos \beta) \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp \left\{ -\frac{x^2}{2} + i2k\sigma(\cos \beta)x - \right. \right. \\ \left. \left. - \Lambda(a) \operatorname{Erfc}(x) \right\} \left[\frac{e^{-a^2/2}}{\pi \gamma_0 \sin^3 \beta} + \frac{M_1}{\sqrt{2\pi}} \left(ik\sigma x + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{e^{-a^2/2}}{a^2 \sqrt{2\pi}} \frac{\operatorname{Erfc}(x)}{\gamma_0 \sin^3 \beta} \right) \right], \quad a \leq 1, \right. \end{cases}$$

где

$$\Pi = \begin{cases} \partial/\partial z_{\gamma} \\ \partial/\partial r_{\gamma} \end{cases}$$

$$\Pi(\cos \beta) = \begin{cases} \frac{\sin^2 \beta}{R'}, & \Pi = \partial/\partial z_{\gamma} \\ \frac{\cos \beta [r_{\gamma} - 2z_{2\mathfrak{z}} \cos(\varphi_{\gamma} - \varphi_{2\mathfrak{z}})]}{R'^2}, & \Pi = \partial/\partial r_{\gamma} \end{cases}$$

$$a = (z_{\gamma} - z_{2\mathfrak{z}} + 2z_0) \gamma_0^{-1} [r_{\gamma}^2 - r_{2\mathfrak{z}}^2 - 2r_{\gamma}r_{2\mathfrak{z}} \cos(\varphi_{\gamma} - \varphi_{2\mathfrak{z}})]^{-1/2},$$

$$M_1 = 1 - \operatorname{Erfc}(a/\sqrt{2}), \quad M_2 = 1 - 2\Lambda(a), \quad M_3 = \exp\{-2(k\sigma \cos \beta)^2\};$$

значение γ_0 задается численно.

С учетом приведенных соотношений выполнена численная оценка характеристик дальнего поля источника: статической $R(\vartheta) = \langle p[(\rho, \vartheta_0, \varphi) = \text{const}/\vartheta = \text{var}] \rangle / \max_{\vartheta_0} \langle p[(\rho, \vartheta_0, \varphi) = \text{const}/\vartheta = \text{var}] \rangle$ и динамической $R(\vartheta_0) = \langle p[(\rho, \vartheta, \varphi) = \text{const}/\vartheta = \text{var}] \rangle / \max_{\vartheta_0} \langle p[(\rho, \vartheta, \varphi) = \text{const}/\vartheta_0 = \text{var}] \rangle$ диаграмм направленности в зависимости от степени взволнованности границы. Следует отметить, что при проведении расчетов выбор точек $U_{3\kappa}$: $\{r_{3\kappa}, z_{3\kappa}, \varphi_{3\kappa}\}$ производился с учетом [6] так, чтобы, с одной стороны, реализовывалась независимость решения системы уравнений (8), (9) от

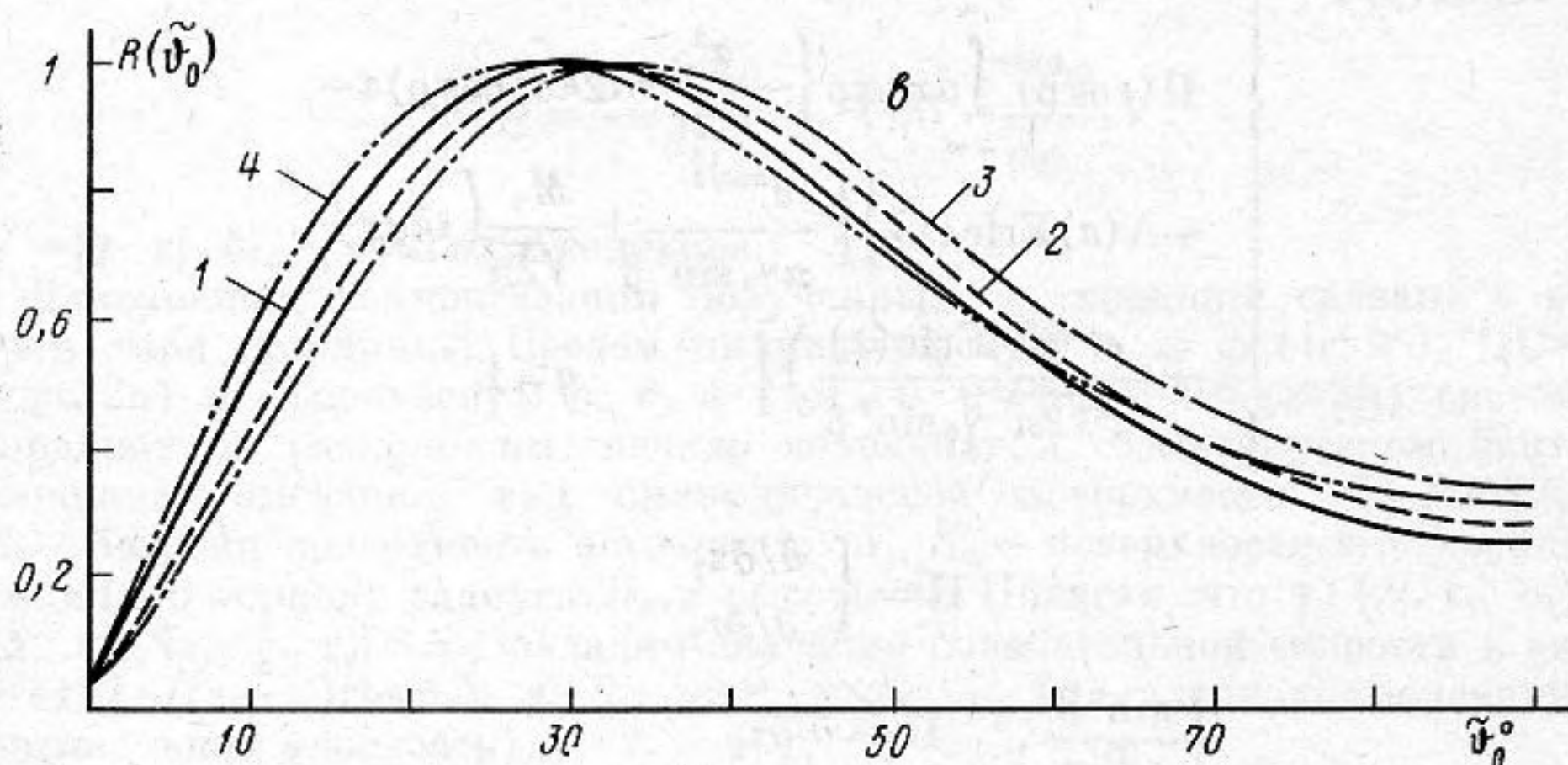
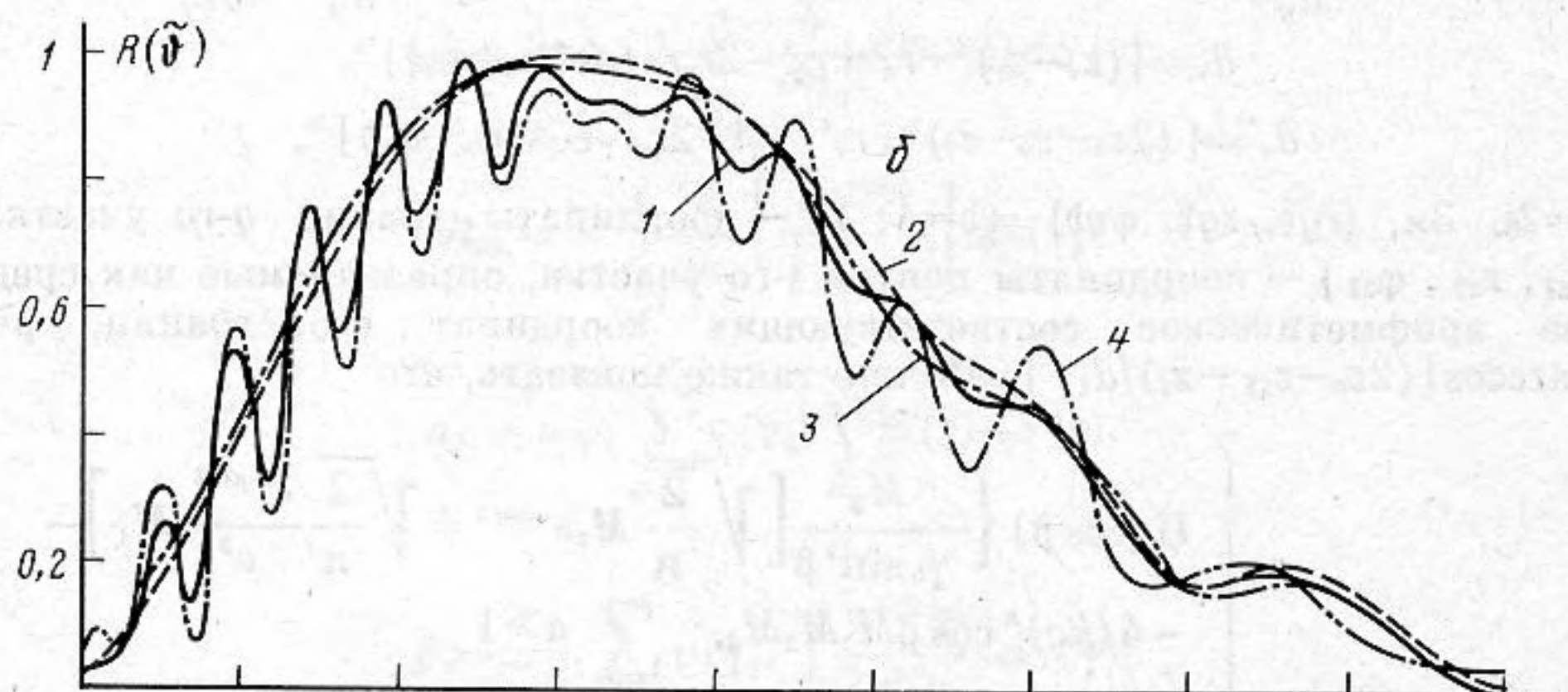
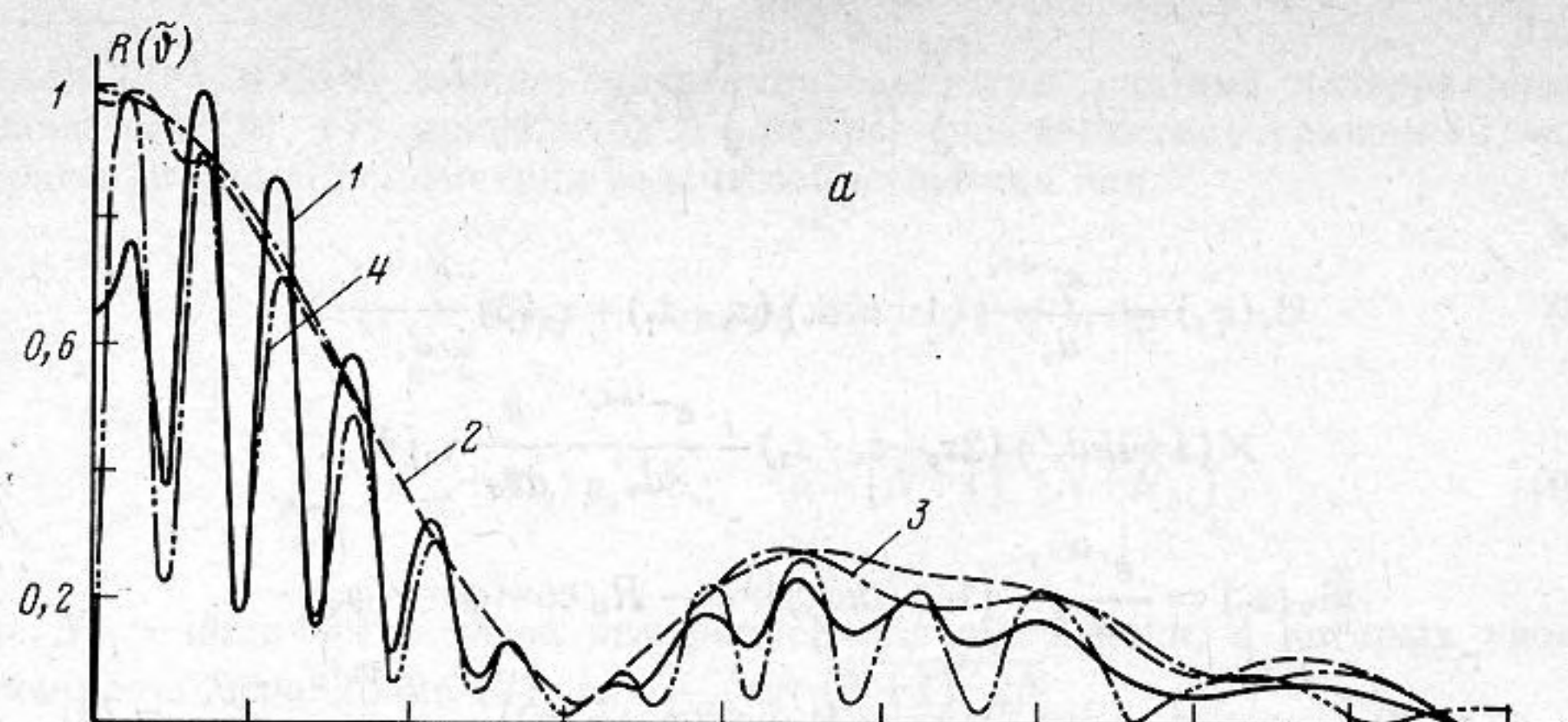


Рис. 2. Зависимость направленных свойств цилиндрического источника в вертикальной плоскости от величины волнения при $2R_{\text{н}}/\lambda=3$, $H/\lambda=2$, $z_T=5\lambda$. *а* — статическая некомпенсированная ($\vartheta_0=90^\circ$), *б* — компенсированная ($\vartheta_0=60^\circ$) диаграммы направленности; *в* — динамическая компенсированная ($\vartheta=60^\circ$) диаграмма направленности. 1 — $\gamma_0=1/9$, $\sigma=0,2\lambda$; 2 — $\gamma_0=1/3$, $\sigma=1,2\lambda$; 3 — свободная среда; 4 — гладкая граница

их координат и количества, а с другой — обеспечивалась хорошая обусловленность матрицы этой системы. Численный эксперимент, направленный на удовлетворение указанных условий, позволил ограничиться тремя точками, две из которых расположены симметрично продольной оси источника и имеют координаты $\{\pm R_{\text{н}}/2; 0; 0\}$, а третья — $\{0; 0; 1,05z_0\}$. Разбиение поверхности S на участки S_q выполнялось так, чтобы фаза поля в пределах участка практически не изменялась. Это оценивалось исходя из критерия дальней зоны участка: разность фаз лучей не должна превышать значения $\Delta\varphi=\pi/8$, что соответствует разности хода лучей

Δ не более $\lambda/16$ (практически допускаются предельные значения $\Delta\varphi = \pi/4$, $\Delta = \lambda/8$ в качестве критерия ближней границы дальней зоны участка).

Некоторые результаты расчета указанных характеристик приведены на рис. 2, где $\tilde{\vartheta} = 90^\circ - \vartheta$, $\tilde{\vartheta}_0 = 90^\circ - \vartheta_0$. Видно, что при различной величине волнения сохраняется заметное отличие этих характеристик от случая гладкой границы; увеличение волнения приводит к уменьшению отличий средних характеристик от условий свободной среды. Последнее обусловлено свойствами эффективного коэффициента отражения $\tau_a(\beta)$, согласно которым при увеличении значения σ величина $\tau_a(\beta) \rightarrow 0$ [1]. (Заметим, что при углах $\vartheta, \vartheta_0 \rightarrow 90^\circ$ приведенные на рис. 2 результаты носят лишь качественный характер, отражая только тенденцию к уменьшению значений диаграммы направленности в этом направлении.)

В заключение отметим, что в рассмотренном случае количественная оценка приведенного к одному метру значения среднего поля источника в направлении максимума его диаграммы направленности показывает, что при $\vartheta_0 = 90^\circ$ и гладкой границе указанная величина почти в 2 раза превышает соответствующее значение как в свободной среде, так и при наличии волнения границы. При $\vartheta_0 = 60^\circ$ указанные различия достаточно малы. По-видимому, в первом случае это обусловлено уменьшением доли зеркально отраженного поля по сравнению с незеркально рассеянным полем. Во втором случае доля зеркально отраженного поля (а следовательно, и незеркально рассеянного поля) существенно уменьшена за счет освещения границы боковым полем источника, уровень которого весьма мал. Однако уточнение этих предположений требует самостоятельного рассмотрения особенностей формирования флуктуационной компоненты полного поля рассматриваемого источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние поля на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
2. Брезовских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
3. Купрадзе В. Д. Методы потенциала в теории упругости. М.: Физматгиз, 1963. 472 с.
4. Wilcox C. H. A generalisation of the theory of Rellich and Atkinson // Proc. Amer. Math. Soc. 1956. V. 7. P. 271-276.
5. Брезовских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
6. Shenck H. A. Improved integral formulation for acoustic radiation Problems // J. Amer. Soc. Acoust. 1968. V. 44. № 1. P. 41-48.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию
02.10.89

A. M. Karnovskii, A. G. Leiko, A. D. Suprun

SOUND FIELD OF A FINITE DIMENSIONS ACOUSTIC SOURCE IN THE PRESENCE OF A ROUGH AIR-WATER INTERFACE

Expressions and numerical estimations for average static and dynamic radiation patterns of a finite dimensions harmonic source in the presence of a statistically rough air-water interface are obtained. The interface is modelling by a surface with sloping roughnesses, which dimensions exceed significantly a wave length. Differences of source directional properties in the case considered in comparison with the ones of a plane surface and an infinite medium are pointed out.