

УДК 534.23

МЕДЛЕННЫЕ ОБОБЩЁННЫЕ ВОЛНЫ И ГЕНЕРАЦИЯ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В АКУСТИКЕ СЛОИСТЫХ СРЕД

Б. А. Касаткин, Н. В. Злобина,
С. Б. Касаткин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Институт проблем морских технологий» ДВО РАН¹

Классическое описание звукового поля в волноводе Пекериса содержит только расходящиеся волны, удовлетворяющие граничным условиям и условиям излучения. В статье предлагается решение с обобщёнными нормальными волнами, которые являются комбинацией расходящихся волн и сходящихся волн отдачи. Решение продолжается в полупространство с образованием горизонтов полного внутреннего отражения (TIR), соответствующих гипотезе Ньютона. Комплексный угловой спектр источника возбуждает в слоистой среде обобщённые формы волнового движения, такие как медленные обобщённые волны, разрывные на горизонте источника или на горизонтах TIR. Распространение обобщённых волн сопровождается генерацией вихревой составляющей вектора интенсивности как на горизонтах полного внутреннего отражения, так и на горизонте источника. Звуковое поле на этих горизонтах сохраняет локальную непрерывность только по импедансу и непрерывность по давлению и вертикальной компоненте вектора колебательной скорости в среднем. Теоретические результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными исследованиями медленной обобщённой волны на границе раздела двух жидких сред и исследованиями вихревой составляющей вектора интенсивности в мелком море.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании звуковых полей в слоистых средах, как правило, используется представление о существовании простых типов волн, таких как расходящиеся (прямые), сходящиеся (обратные) и стоячие волны, которые считаются независимыми составляющими суммарного волнового процесса. Так, классическое описание звукового поля в волноводе Пекериса, предложенное в работе [1], содержит только расходящиеся волны, удовлетворяющие граничным условиям и условиям излучения, как в волноводе, так и в полупространстве. Однако другие решения той же граничной задачи, построенные в пионерной работе [2] и в последующих работах [3, 4] в классе расходящихся волн, оказались корректными

только при описании звукового поля в волноводе, но не в полупространстве. Дело в том, что любое из этих решений содержит вытекающие нормальные волны комплексного спектра, амплитуда которых экспоненциально растёт в полупространстве, в силу чего решение не удовлетворяет условию погашаемости и как следствие – условию излучения на бесконечности в полупространстве.

Для устранения этого недостатка в работе [5] авторами было предложено продолжение решения [4] в полупространство с образованием горизонтов полного внутреннего отражения (TIR), соответствующих известной гипотезе Ньютона. При таком продолжении горизонты TIR играют роль каустических границ, на которых расходящиеся волны с

экспоненциально растущей амплитудой трансформируются в сходящиеся волны отдачи с экспоненциально убывающей амплитудой, а уровень звукового поля экспоненциально убывает при удалении от горизонта TIR. При этом звуковое поле на горизонтах TIR теряет свойство локальной (p, v_z)-непрерывности по давлению и вертикальной компоненте вектора колебательной скорости, но сохраняет непрерывность по этим величинам в среднем и непрерывность по импедансу. Принципиальная особенность такого решения, которое по построению является обобщённым, заключается в том, что суммарное звуковое поле содержит как расходящиеся, так и сходящиеся

¹ 690950, Владивосток, ул. Суханова, 5а.
Тел/факс: (4232) 432416. E-mail: imtp@marine.febras.ru

волны отдачи, которые являются собственными функциями двух сопряжённых операторов, описывающих граничную задачу Пекериса, а не одного самосопряжённого, как в классическом решении [1]. Сама модельная постановка граничных задач в акустике слоистых сред, в которой используются собственные функции двух сопряжённых операторов, названа нами несамосопряжённой (NSC) модельной постановкой в отличие от самосопряжённой (SC) модельной постановки, использованной при построении классического решения [1]. Комбинация расходящейся волны и сходящейся волны отдачи, которые пространственно разделены и со-прикасаются только на горизонте полного внутреннего отражения, названа обобщённой нормальной волной. В отличие от простейших волн, расходящихся или сходящихся, обобщённая нормальная волна содержит встречные потоки мощности, которые не являются скомпенсированными, как в стоячей волне. Сама комбинация волн всегда может быть определена так, чтобы результирующий поток мощности был положительно определённым, чему соответствует положительная определённость групповой скорости обобщённой волны.

■ Модельное описание источника

Для выяснения корректности введения обобщённых нормальных волн в описание суммарного звукового поля нужно выяснить устройство модельного источника в диапазоне комплексных углов падения, которые не принимают участия в построении классического решения [1]. Как правило, в качестве модельного источника в таких задачах используется по-

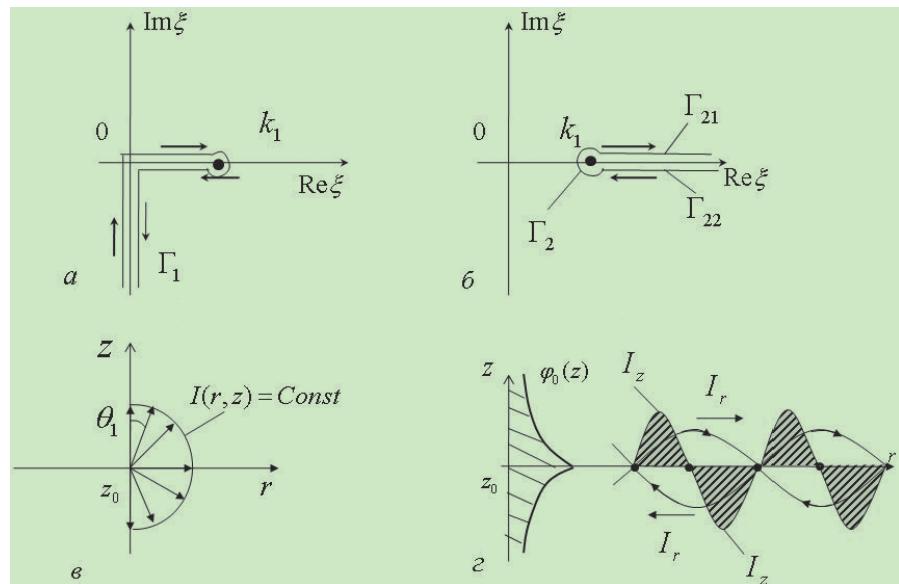


Рис. 1. Контуры интегрирования и верхние листы: а – $\text{Im}k_{31} \leq 0$, б – $\text{Re}k_{31} \geq 0$ и лучевая трактовка линий тока для составляющих модельного источника: в – $G_1(r, z)$, г – $G_2(r, z)$

тенциал точечного источника, допускающий представление в виде интеграла Фурье–Бесселя или Ганкеля:

$$\begin{aligned}\varphi_0(r, z) &= \frac{e^{-ik_1 R}}{R} = \\ &= -i \int_0^\infty e^{-ik_{31}|z-z_0|} J_0(\xi r) \frac{\xi d\xi}{k_{31}} = \\ &= -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^\infty e^{-ik_{31}|z-z_0|} H_0^{(2)}(\xi r) \frac{\xi d\xi}{k_{31}},\end{aligned}\quad (1)$$

$k_{31}^2 = k_1^2 - \xi^2$, $k_1 = \frac{\omega}{c_1}$, ω , c_1 – круговая частота и скорость звука в водной среде, z_0 – горизонт источника, $R^2 = (z-z_0)^2 + r^2$. Представим потенциал (1) в виде суммы двух составляющих:

$$\varphi_0(r, z) = g_1 G_1(r, z) + g_2 G_2(r, z), g_1^2 + g_2^2 = 1, \quad (2)$$

$$\begin{aligned}G_1(r, z) &= -\frac{i}{2} \int_{\Gamma_1} \frac{e^{-ik_{31}|z-z_0|}}{k_{31}} H_0^{(2)}(\xi r) \xi d\xi = \\ &= -i \int_{-i\infty}^{k_1} \frac{\cos(k_{31}|z-z_0|)}{k_{31}} H_0^{(2)}(\xi r) \xi d\xi,\end{aligned}\quad (3)$$

$$\begin{aligned}G_2(r, z) &= -\frac{i}{2} \int_{\Gamma_2} F(r, z, \xi) \frac{\xi d\xi}{k_{31}} = \\ &= \int_{k_1}^\infty F(r, z, \xi) \frac{\xi d\xi}{\alpha_1}, \quad k_{31} = \begin{cases} -i\alpha_1, & \xi \in \Gamma_{21} \\ +i\alpha_1, & \xi \in \Gamma_{22} \end{cases}\end{aligned}$$

$$F(r, z, \xi) = \begin{cases} e^{-\alpha_1|z-z_0|} H_0^{(2)}(\xi r), & z > z_0 \\ J_0(\xi r), & z = z_0 \\ e^{-\alpha_1|z-z_0|} H_0^{(1)}(\xi r), & z < z_0 \end{cases}$$

Одна из них $G_1(r, z)$ является аналитической функцией на плоскости комплексного спектрального параметра с разрезом $\text{Im}k_{31} = 0$ и представима контурным интегралом по контуру Γ_1 . Другая составляющая $G_2(r, z)$ тоже представима контурным интегралом по контуру Γ_2 , соответствующим разрезу $\text{Re}k_{31} = 0$, но от разрывной волновой функции, принимающей различные (сопряжённые) значения на берегах разреза в формуле (3). По этой причине составляющую $G_2(r, z)$ следует считать обобщённой составляющей модельного источника. Контуры интегрирования функций $G_1(r, z)$ и $G_2(r, z)$ показаны на рис. 1. Это означает, что модельный источник в представлении (2) задан не только скачком вертикальной компоненты вектора колебательной скорости на горизонте источника для составляющих вещественного углового

спектра, но и скачком волновой функции на горизонте источника для составляющих комплексного углового спектра. Лучевая трактовка линий тока в поле вектора интенсивности для составляющих $G_1(r, z)$ и $G_2(r, z)$ дана на рис. 1, в, г.

Если решение граничной задачи ищется в классе аналитических функций, то в представлении (2) нужно положить $g_1 = 1$, $g_2 = 0$. В этом случае под модельным источником подразумевается только его аналитическая составляющая $G_1(r, z)$. При таком выборе модельного описания источника его комплексный угловой спектр не участвует при построении решения, которое по своим свойствам оказывается самосопряжённым. Несамосопряжённая модельная постановка соответствует более общему представлению модельного источника (2), в котором весовые коэффициенты g_1 , g_2 определяются из энергетических соображений формулами

$$g_1^2 = \frac{P_0}{P_0 + P_c}, \quad g_2^2 = \frac{P_c}{P_0 + P_c}, \quad (4)$$

где P_0 – мощность, соответствующая вещественному угловому спектру источника, P_c – мощность, соответствующая комплексному угловому спектру источника.

Принципиальная особенность NSC модельной постановкой заключается в том, что в слоистой среде комплексный угловой спектр источника возбуждает обобщённые формы волнового движения (медленные обобщённые волны), разрывные либо на горизонте источника, либо на горизонтах TIR. Такая структура звукового поля полностью соответствует разрывной структуре обобщённой составляющей $G_2(r, z)$ модельного источника. Для обобщённых форм волнового движения мощность

излучения в слоистой среде, связанная с комплексным угловым спектром источника, отлична от нуля, а на самих горизонтах разрыва обязательно генерируется вихревая составляющая вектора интенсивности, представителем которой является знакопеременная вертикальная компонента этого вектора, как это показано на рис. 1, г. Обратимся к известным примерам решения граничных задач в этом более сложном случае.

■ Медленные обобщённые волны на границе раздела двух жидких сред

При помещении модельного источника в слоистое пространство физической причиной появления обобщённых волн в суммарном решении является сам факт несоответствия сферической симметрии источника и осевой симметрии звукового поля, возбуждаемого таким модельным источником в слоистой среде. В силу этого несоответствия любая составляющая углового спектра источника будет отражаться от плоской границы раздела не только расходящейся сферической волной, но и сходящейся волной отдачи. Модельная постановка граничной задачи,

учитывающая появление сходящихся волн отдачи в суммарном звуковом поле, должна быть по определению NSC модельной постановкой. Особенности решения классической граничной задачи на отражение сферической волны на границе раздела двух жидких сред в NSC модельной постановке рассмотрены авторами в работе [5].

Другая особенность обобщённого решения заключается в появлении в суммарном решении медленной обобщённой волны (SGW), возбуждаемой комплексным угловым спектром источника. Эта волна, являясь неоднородной волной, соответствует полюсу коэффициента отражения, а скорость её распространения меньше скорости звука в водной среде. По этому признаку SGW является аналогом пограничных волн типа Рэлея, но возбуждается на границе раздела двух жидких сред. Мощность, соответствующая комплексному угловому спектру источника, помещённого в слоистую среду, отлична от нуля, а следовательно, SGW становится физически реализуемой и экспериментально наблюдаемой. Волна давления на границе раздела двух жидких сред, соответствующая SGW, описывается выражением:

$$p^{(2)}(r, z) = g_2 \omega \rho_1 \frac{\pi \alpha_{10}}{1 - \rho_{12}^2} \left[a_1 p_{01}^{(2)}(r, z) + a_2 p_{02}^{(2)}(r, z) \right],$$

$$p_{01}^{(2)}(r, z) = \begin{cases} 2 \operatorname{ch}(\alpha_{10} z_0) e^{-\alpha_{10} z} H_0^{(2)}(k_0 r) & z \geq z_0 \\ e^{-\alpha_{10} z_0} \left[e^{\alpha_{10} z} H_0^{(1)}(k_0 r) + e^{-\alpha_{10} z} H_0^{(2)}(k_0 r) \right] & z \in (z_0, 0) \\ e^{-\alpha_{10} z_0} \left[e^{\alpha_{20} z} H_0^{(1)}(k_0 r) + e^{-\alpha_{20} z} H_0^{(2)}(k_0 r) \right] & z \in (0, -z_{t0}) \\ 2 \operatorname{ch}(\alpha_{10} z_0) e^{\alpha_{20} z} H_0^{(1)}(k_0 r) & z \leq -z_{t0} \end{cases}$$

$$p_{02}^{(2)}(r, z) = \begin{cases} e^{-\alpha_{10} z} \left[e^{\alpha_{10} z_0} H_0^{(1)}(k_0 r) + e^{-\alpha_{10} z_0} H_0^{(2)}(k_0 r) \right] & z \geq z_0 \\ e^{-\alpha_{10} z_0} 2 \operatorname{ch}(\alpha_{10} z) H_0^{(2)}(k_0 r) & z \in (z_0, 0) \\ e^{-\alpha_{10} z_0} 2 \operatorname{ch}(\alpha_{20} z) H_0^{(2)}(k_0 r) & z \in (0, -z_{t0}) \\ e^{\alpha_{20} z} \left[e^{\alpha_{10} z_0} H_0^{(2)}(k_0 r) + e^{-\alpha_{10} z_0} H_0^{(1)}(k_0 r) \right] & z \leq -z_{t0} \end{cases}$$

где $p_{01}^{(2)}(r, z)$ – диполь-дипольная составляющая SGW, $p_{02}^{(2)}(r, z)$ – квадрупольная составляющая SGW, образующие ортогональную пару волн, α_1, α_2 – парциальные коэффициенты возбуждения, удовлетворяющие условию $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1$;

$$z_{t0} = \rho_{12} z_0, \quad k_0 = k_1 \sqrt{\frac{1 - \rho_{12}^2 c_{12}^2}{1 - \rho_{12}^2}},$$

$$\frac{\alpha_{10}}{k_1} = \rho_{12} \sqrt{\frac{1 - c_{12}^2}{1 - \rho_{12}^2}}, \quad \alpha_{20} = \frac{\alpha_{10}}{\rho_{12}},$$

$$\rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad c_{12} = \frac{c_1}{c_2},$$

ρ_1, ρ_2 – плотность водной среды с источником и донного полупространства, $k_2 = \frac{\omega}{c_2}$, c_2 – скорость звука в полупространстве,

$$a_1^2 = \frac{E_1}{E_1 + E_2}, \quad a_2^2 = \frac{E_2}{E_1 + E_2},$$

$$E_1 = 1 - \rho_{12}^2, \quad E_2 = (1 + \rho_{12}^2) \alpha_{10} z_0.$$

Результаты компьютерного моделирования SGW поясняются рис. 2 для случая диполь-дипольной (рис. 2, а) и квадрупольной (рис. 2, б) ориентации горизонтальных потоков мощности. В случае SGW вихревая составляющая вектора интенсивности генерируется на горизонте источника и на горизонте TIR. Вычисляя мощность, переносимую SGW вдоль границы раздела, получаем оценку коэффициентов g_1, g_2 в определении (4) в суммарном решении граничной задачи на отражение сферической волны на границе раздела двух жидкых сред в NSC модельной постановке:

$$P_c = P_0 K,$$

$$K = \frac{\alpha_{10}}{k_1} \frac{2\pi \cdot e^{-2\alpha_{10} z_0}}{(1 - \rho_{12}^2)^2} \frac{E_1^2 + E_2^2}{E_1 + E_2},$$

$$g_1^2 = \frac{P_0}{P_0 + P_c} = \frac{1}{1 + K}, \quad (5)$$

$$g_2^2 = \frac{K}{1 + K}, \quad P_0 = \frac{1}{2} \omega \rho_1 k_1 4\pi.$$

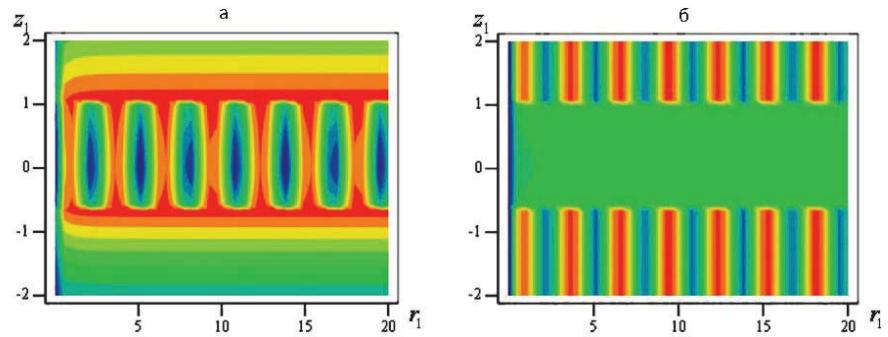


Рис. 2. Звуковое поле, соответствующее SGW: а – диполь-дипольная структура, б – квадрупольная структура горизонтальных потоков мощности, $z_1 = z/z_0, r_1 = r/z_0, k_1 z_0 = 1$

K, g_1^2, g_2^2

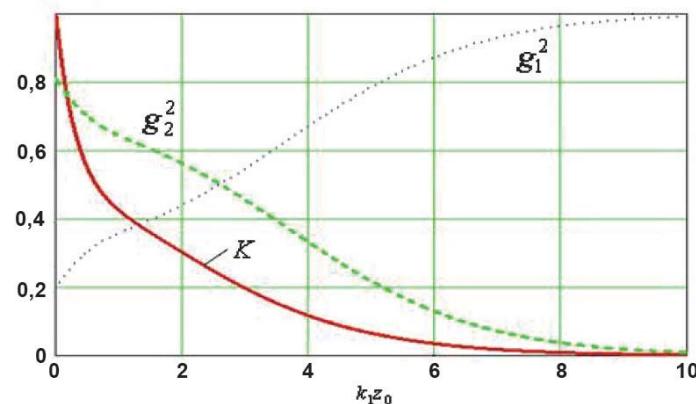


Рис. 3. Зависимость коэффициентов $K/K_0, g_1^2, g_2^2$ от параметра $x = k_1 z_0$

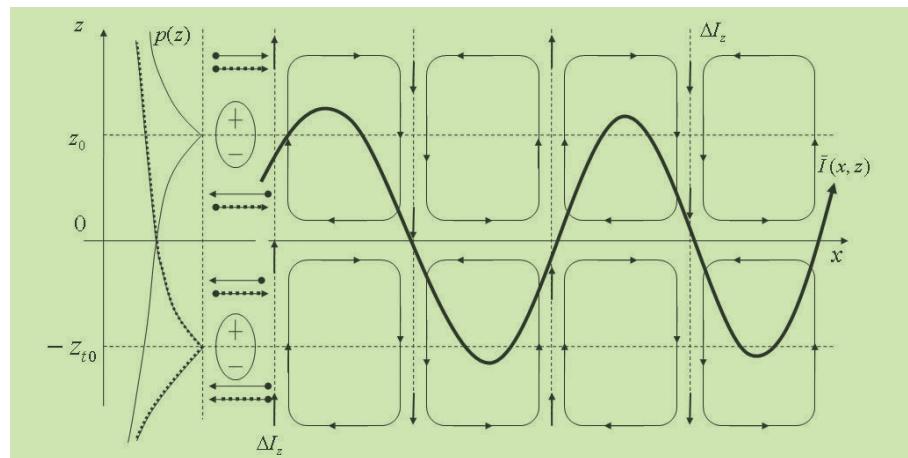


Рис. 4. Структура медленной обобщённой волны на границе раздела двух жидкых сред

Парциальные коэффициенты возбуждения двух составляющих SGW таковы, что в поле придонного источника доминирует диполь-дипольная составляющая, а в поле источника, удаленного от границы раздела, доминирует квадрупольная составляющая. Из оценок (5) следует, что при придонном рас-

положении источника мощность, приходящаяся на SGW, может в несколько раз превосходить мощность, излучаемую вещественным спектром модельного источника в свободное пространство, в этом и заключается принципиальная особенность NSC модельной постановки. Зависимость коэффи-

циентов K/K_0 , g_1^2, g_2^2 от частотного параметра $x = k_1 z_0$ поясняется рис. 3 для границы раздела вода–морское дно песчаного типа,

$$K_0 = \frac{\alpha_{10}}{k_1} \frac{2\pi}{1 - \rho_{12}^2} = 4,25.$$

Можно отметить удвоение излучаемой мощности и её половинное деление ($g_1 = g_2$) при условии $z_0 = \lambda_1/2$. При удалении источника от границы раздела энергетические коэффициенты g_1^2, g_2^2 стремятся к своим предельным значениям $g_1 = 1, g_2 = 0$. Это означает, что возбуждение пограничных волн на границе раздела двух жидкых сред является сугубо низкочастотным эффектом, а уровень возбуждения пограничной волны максимален, когда источник возбуждения находится на границе раздела. Другая особенность заключается в генерации вихревой составляющей вектора интенсивности на горизонте источника и на горизонте TIR, как это подтверждено экспериментально в работах [6, 7]. Для SGW диполь-дипольного типа вихревая составляющая локализована в коридоре, ограниченном горизонтом источника и горизонтом TIR, формируя в нём поле типа стоячей волны. Для SGW квадрупольного типа вихревая составляющая локализована вне этого коридора. Структура SGW диполь-дипольного типа, которая является доминирующей в поле придонного источника, представлена на рис. 4.

Структура вертикальной компоненты вектора интенсивности в придонном слое $z \in (0, z_0)$ в SGW диполь-дипольного типа описывается выражением

$$I_z(r, z) = I_0 \frac{\alpha_{10}}{k_1} e^{-2\alpha_{10}z_0} 8J_0(\xi_0 r)N_0(\xi_0 r),$$

$$I_0 = \frac{1}{2} \omega \rho_1 k_1,$$

для $\xi_0 r \gg 1$ справедлива формула

$$\begin{aligned} I_z(r, z) &= \\ &= I_0 \frac{\alpha_{10}}{k_1} e^{-2\alpha_{10}z_0} \frac{8}{\pi \xi_0 r} \cos(2\xi_0 r), \end{aligned} \quad (6)$$

а пространственный период осцилляций равен $\lambda/2$.

■ Медленные обобщённые волны вблизи свободной поверхности жидкого полупространства

Теперь рассмотрим случай генерации медленной обобщённой волны вблизи свободной поверхности жидкого полупространства с параметрами ρ_1, c_1 . В соответствии с представлением источника в виде двух составляющих (2) звуковое поле, создаваемое этим источником, также допускает представление в виде двух составляющих:

$$p_1(r, z) = -i\omega \rho g_1 \cdot Q, \quad (7)$$

$$Q = \int_{-i\infty}^{k_1} \sin(k_{31}z_0) \sin(k_{31}z) H_0^{(2)}(\xi r) \frac{\xi d\xi}{k_{31}},$$

$$p_2(r, z) = -i\omega \rho g_2 \int_{k_1}^{\infty} f_2(\xi, z, r) \frac{\xi d\xi}{\alpha_1},$$

$$f_2(\xi, z, r) = \begin{cases} e^{-\alpha_1 z_0} \operatorname{sh}(\alpha_1 z) H_0^{(1)}(\xi r), & z < z_0 \\ e^{-\alpha_1 z_0} \operatorname{sh}(\alpha_1 z_0) J_0(\xi r), & z = z_0 \\ e^{-\alpha_1 z} \operatorname{sh}(\alpha_1 z_0) H_0^{(2)}(\xi r), & z > z_0 \end{cases}$$

В этом случае звуковое поле описывается интегральной суммой медленных обобщённых волн и не содержит дискретной составляющей, как в ранее рассмотренном случае придонной волны. Аналитическая составляющая $p_1(r, z)$ описывает звуковое поле, в котором доминируют потенциальная составляющая вектора интенсивности и горизонтальные однодиректорные потоки мощности. Вторая составляющая $p_2(r, z)$ описывает звуковое поле, создаваемое комплексным угловым спектром источника, в котором вихревая составляющая вектора

интенсивности имеет периодическую зависимость от горизонтальной координаты и не вносит вклад в суммарную мощность, излучаемую источником. Однако в звуковом поле, создаваемом комплексным угловым спектром источника, появляется отличная от нуля мощность, связанная с горизонтальной компонентой вектора интенсивности, т.к. соответствующие ей потоки мощности, являясь встречными, не компенсируют друг друга, как в случае свободного пространства. Структура SGW приповерхностного типа и структура горизонтальных потоков мощности поясняется рис. 5. Мощность, излучаемая комплексным угловым спектром источника, даётся выражением:

$$P_c = P_0 \frac{2k_1 z_0}{\pi} \cdot Q_1 = P_0 K, \quad (8)$$

$$Q_1 = \int_0^{\infty} e^{-2\alpha_1 z_0} \left[1 - \frac{\operatorname{sh}(\alpha_1 z_0)}{\alpha_1 z_0} e^{-\alpha_1 z_0} \right] \frac{\alpha_1 d\alpha_1}{k_1^2},$$

$$K = \frac{2}{\pi a} \int_0^{\infty} e^{-2x} \left(1 - \frac{\operatorname{sh} x}{x} e^{-x} \right) x dx = \frac{2}{\pi a} C,$$

$$a = k_1 z_0,$$

$$C = \int_0^{\infty} e^{-2x} \left(1 - \frac{\operatorname{sh} x}{x} e^{-x} \right) x dx = 0,125.$$

Весовые коэффициенты g_1, g_2 принимают вид:

$$g_1^2 = \frac{P_0 \gamma}{P_0 \gamma + P_c} = \frac{\gamma}{\gamma + K},$$

$$g_2^2 = \frac{K}{\gamma + K}, \quad \gamma = 1 - \frac{\sin(2k_1 z_0)}{2k_1 z_0},$$

причём коэффициент γ учитывает влияние свободной поверхности на мощность, излучаемую вещественным угловым спектром источника в полупространство со свободной поверхностью.

Очевидно, что вклад комплексного углового спектра ис-

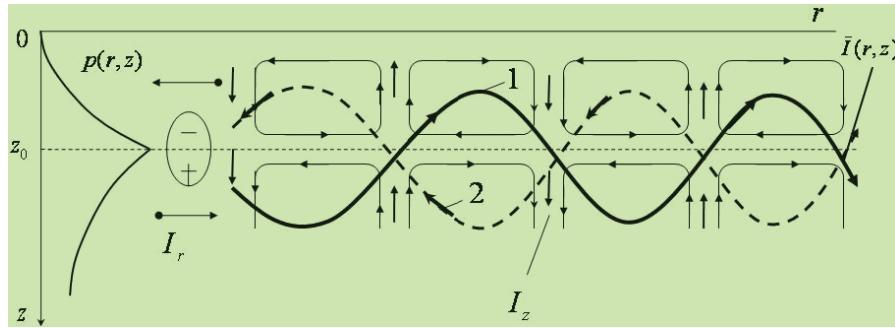


Рис. 5. Структура медленной обобщённой волны приповерхностного типа: 1 – поток мощности в расходящейся волне, 2 – сходящаяся волна отдачи

точника в суммарное звуковое поле убывает экспоненциально быстро с ростом частотного параметра $k_1 z_0$, но остаётся доминирующим в приповерхностном слое, соответствующем малым значениям частотного параметра. Это объясняется тем, что мощность, излучаемая вещественным угловым спектром источника в полупространство со свободной поверхностью, также зависит от частотного параметра, что приводит к более быстрому вырождению звукового поля, описываемого составляющей $p_1(r, z)$. Зависимость коэффициентов K , g_1^2 , g_2^2 от частотного параметра $x = k_1 z_0$ показана на рис. 6. Можно отметить, что удвоение излучаемой мощности за счёт генерации SGW приповерхностного типа имеет место при выполнении условия $z_0 = \lambda/4\pi$.

Классическая составляющая в решении (7) может быть описана аналитически методом мнимых источников. Структура звуково-

го поля в этом случае поясняется рис. 7.

В расчётах принято:

$$|p(r, z, z_0)| = p_0 f(r, z, z_0),$$

$$p_0 = \frac{\omega p}{z_0},$$

$$f(r, z, z_0) = \left\{ \frac{z_0^2}{R_1^2} + \frac{z_0^2}{R_2^2} - 2 \frac{z_0^2}{R_1 R_2} \times \right\}^{1/2} \times \cos[k_1(R_2 - R_1)],$$

$$R_1^2 = r^2 + (z - z_0)^2, R_2^2 = r^2 + (z - z_0)^2,$$

$$r_1 = \frac{r}{z_0} \gg 1,$$

$$f(r, z, z_0) = z_0 \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{2z_0^2 z}{r^3}.$$

В соответствии с классическими представлениями в звуковом поле приповерхностного источника можно выделить зону Френеля, или ближнюю зону, в которой явно выражена интерференционная структура, и зону Фраунгофера, или дальнюю зону, в которой уровень звукового давления вблизи

свободной поверхности монотонно убывает с квадратом расстояния при произвольном положении точки приёма. Если точка приёма также находится вблизи свободной поверхности, уровень звукового давления убывает с кубом расстояния. В случае $z_0 = \lambda/2$ зона Френеля отсутствует, а в случае $z_0 = 5\lambda$ она хорошо видна на рисунке. Очевидно, что в классическом решении отсутствуют любые обобщённые составляющие.

Другая особенность обобщённого решения для звукового поля вблизи свободной поверхности заключается в генерации вихревой составляющей вектора интенсивности на горизонте источника, которая поясняется рис. 5. В свою очередь, вихревая составляющая, которая также является знакопеременной, генерирует сходящуюся волну отдачи, представленную на рисунке штриховой линией. В итоге пара волн, расходящаяся волна и сходящаяся волна отдачи, существуют одновременно по разные стороны от горизонта источника, но результирующий поток мощности связан с расходящейся волной и является положительно определённым.

Чисто физически существование сходящейся волны отдачи в суммарном поле медленной обобщённой волны может проявляться двояким образом. В случае импульсного излучения акустического сигнала сходящаяся волна

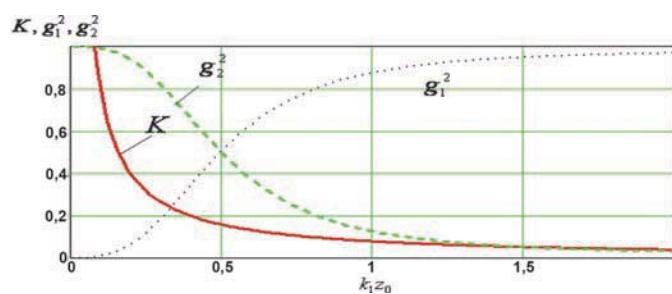


Рис. 6. Зависимость коэффициентов K , g_1^2 , g_2^2 от частотного параметра $k_1 z_0$

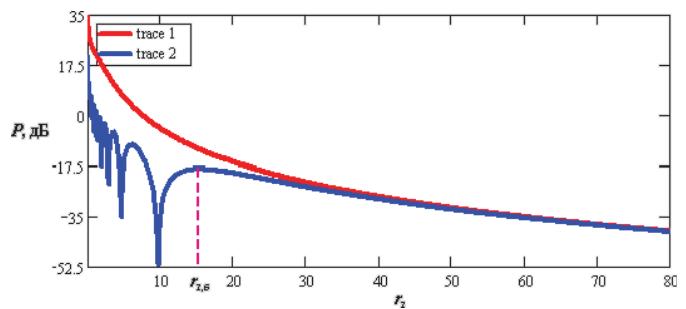


Рис. 7. Зависимость уровня звукового давления от расстояния вблизи свободной поверхности; 1 – $z_0 = \lambda/2$, 2 – $z_0 = 5\lambda$; $r_1 = r/z_0$, $z = z_0$

отдачи может создавать достаточно продолжительное послезвучание типа реверберации, которая должна сопровождать расходящуюся волну начиная с момента её прихода на приёмник. В случае непрерывного излучения звука, например движущимся источником шумового типа, сходящаяся волна отдачи совместно с частью расходящейся волны должна образовывать поле типа стоячих волн в суммарном поле шумового движущегося источника. Индикатором поля стоячих волн служит вертикальная компонента вектора интенсивности, регистрируемая, например, векторным приёмником на проходной характеристике, которая должна быть периодической, знакопеременной, с уровнем, убывающим по цилиндрическому закону, т.е. достаточно медленно.

■ Экспериментальное подтверждение существования медленных обобщённых волн приповерхностного типа

В качестве косвенного примера, подтверждающего существование медленных обобщённых волн в приповерхностном слое глубокого моря, возбуждаемых движущимся источником, можно привести пример, известный еще Леонардо да Винчи. Леонардо да Винчи считают изобретателем первого приёмника звуковых волн, распространяющихся в морской среде, который получил название слуховой трубки. Один конец слуховой трубки, закрытый упругой мембранный, в качестве которой использовался обычно бычий пузырь, опускался в воду, а другой конец прикладывался к уху. В дневнике Леонардо да Винчи имеется следующая любопытная запись, сделанная почти шесть веков назад: «Если вы опустите один

конец слуховой трубки в воду, а другой конец приложите к уху, то вы сможете услышать шум далеко идущего судна».

Следует учесть, что звуковое поле, возбуждаемое вещественным угловым спектром источника, быстро вырождается вблизи свободной поверхности, которая играет роль мягкого экрана, вследствие чего уровень звукового давления при малых углах скольжения убывает с квадратом расстояния, а в предельном случае – с кубом расстояния. В то же время звуковое поле, возбуждаемое комплексным угловым спектром источника, локализуется в виде неоднородной волны в приповерхностном слое, а уровень звукового давления при малых углах скольжения убывает в таком поле всего лишь по цилиндрическому закону, т.е. существенно медленнее. Очевидно, что Леонардо да Винчи мог принимать слуховой трубкой в качестве шума далеко идущего судна только медленную обобщённую волну, генерируемую шумами обтекания, а точнее, комплексным угловым спектром шумовых источников. Известно также, что слуховая трубка Леонардо да Винчи была внедрена на русском флоте адмиралом С.О. Макаровым для обнаружения далеко идущих

вражеских кораблей в качестве достаточно надёжного средства «прослушивания горизонта» и предупреждения в условиях плохой видимости.

Наиболее легко обобщённая составляющая выделяется на фоне классической составляющей при измерении уровня звукового давления в поле низкочастотного источника, когда источник и приёмник находятся в приповерхностном слое вблизи свободной поверхности, играющей роль мягкого экрана. В этом случае уровень классической составляющей убывает в дальней зоне с квадратом (кубом) расстояния, тогда как обобщённая составляющая убывает по цилиндрическому закону, что и обеспечивает реализуемость эффекта Леонардо да Винчи. Эта ситуация поясняется рис. 8, на котором показано изменение уровня звукового давления движущегося источника с частотой 308 Гц в мелком море, глубина источника 2 м, глубина приёмника 3 м, отношение сигнал/помеха на расстоянии 100 м составляло не менее 20 дБ. При изменении расстояния в пределах 100–200 м, что соответствует зоне Фраунгофера, в суммарном поле доминирует классическая составляющая, уровень которой убывает в среднем

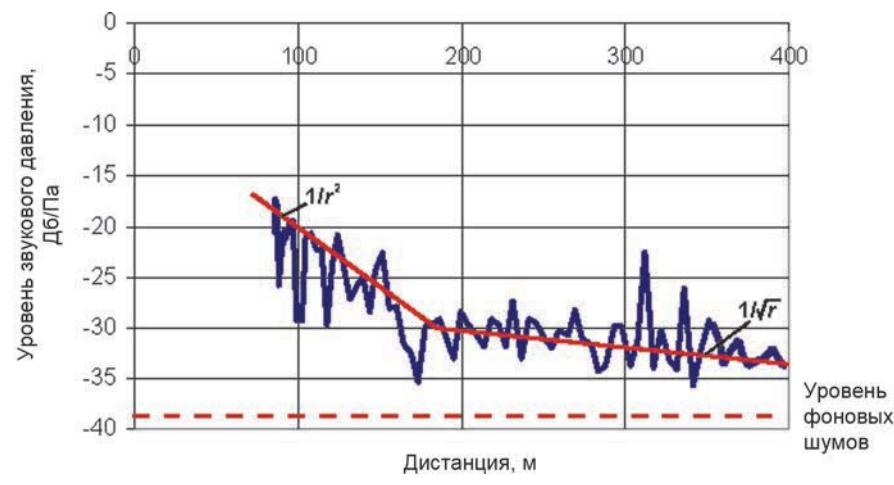


Рис. 8. Зависимость уровня звукового давления от расстояния вблизи свободной поверхности: $f = 308$ Гц, $z_0 = 2$ м, $z_1 = 3$ м

с квадратом расстояния (12 дБ на октаву), при этом дальность обнаружения такого источника не превышает 250 м. При дальнейшем увеличении расстояния в суммарном поле доминирует обобщённая составляющая, уровень которой убывает в среднем по цилиндрическому закону, т.е. значительно слабее (3 дБ на октаву), при этом дальность обнаружения возрастает до 800–1000 м. Осцилляции уровня связаны с модовой структурой поля в мелком море.

В классическом описании звукового поля в слоистых средах составляющие комплексного углового спектра отсутствуют, отсутствуют обобщённые волны в звуковом поле приповерхностного источника, а эффект Леонардо да Винчи оказывается аномальным и необъяснимым.

■ Медленные обобщённые волны в волноводе Пекериса

Несамосопряжённая модельная постановка задачи Пекериса была впервые сформулирована нами в работе [8], а в работах [5, 9] выполнен подробный анализ обобщённого решения, соответствующего NSC модельной постановке. В этой постановке решение задачи Пекериса следует искать в виде, аналогичном разложению (2) модельного источника:

$$\varphi(r, z) = g_1 \varphi_1(r, z) + g_2 \varphi_2(r, z), \quad (9)$$

где $\varphi_1(r, z)$ – составляющая, соответствующая вещественному угловому спектру источника, $\varphi_2(r, z)$ – составляющая, соответствующая спектру комплексных углов падения источника.

Для нахождения составляющей $\varphi_1(r, z)$ задачу Пекериса сформулируем как граничную задачу в классической постановке [1, 2]. Граничная задача в несамосопряжённой модельной постановке

решается в два этапа. На первом этапе решается редуцированная граничная задача для волновода с граничным условием смешанного (импедансного) типа, в котором полупространство представлено своим входным импедансом. На этом этапе решение имеет вид аналитической функции на плоскости комплексного спектрального параметра с разрезом $\text{Re}k_{32} - 0$, впервые полученное в работе [4]. При таком выборе разреза комплексный угловой спектр источника участвует в построении решения, а в суммарном решении обязательно появляются медленные обобщённые волны. На втором этапе решение продолжается в полупространство с образованием горизонтов полного внутреннего отражения, на которых давление и нормальная компонента вектора колебательной скорости терпят разрыв, но сохраняют непрерывность в среднем. Затем решается граничная задача для обобщённой составляющей $\varphi_2(r, z)$ суммарного решения (9), которая возбуждается комплексным угловым спектром:

Функции поперечного сечения и структура горизонтальных потоков мощности для этой пары обобщённых волн поясняются рис. 9, а.

Горизонты $z = z_0$, $z = h + \Delta z_0$, $\Delta z_0 = (h - z_0) \alpha_1 / \alpha_2$ играют роль горизонтов полного внутреннего отражения для пары сопряжённых обобщённых волн. Для включения решения (11) в суммарное решение (10) нужно вычислить коэффициент энергоёмкости Q_2 и парциальные коэффициенты g_1 , g_2 в формуле (4):

$$Q_2 = a_0^2 E_{20} + a_1^2 E_{21},$$

$$P_C = P_0 \frac{2\pi}{k_1 h} Q_2, \quad (12)$$

$$E_{20} = 2z_{01} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1 - e^{-2x(1-z_{01})}(1-\rho_{12}^2)}{xz_{01}} - \right.$$

$$\left. - \left[\frac{\text{sh}(2xz_{01})}{2xz_{01}} - 1 \right] \text{sh}^{-2}(xz_{01}) \right\}_{\xi=k_0},$$

$$x = \alpha_1 h, \quad z_{01} = \frac{z_0}{h},$$

$$E_{21} = 2 \left[e^{-2x(1-z_{01})} E_1 \right]_{\xi=\xi_1},$$

$$\varphi_2(r, z) = -\frac{2\pi i}{h} [a_0 \varphi_{20}(r, z) + a_1 \varphi_{21}(r, z)], \quad (10)$$

$$a_0 = \left[\frac{A_0 \alpha_1 (\text{cth } x - 1)x}{1 - \rho_{12}^2} \right]_{\xi=k_0}, \quad a_1 = \left[\frac{A_0 (\alpha_1 - \rho_{12} \alpha_2)}{E_1} \right]_{\xi=\xi_1},$$

$$E_1 = \left\{ \text{sh}^{-2} x \left[\frac{\text{sh}(2x)}{2x} - 1 - \rho_{12} \frac{\text{sh}^2 x}{\alpha_2 h} \right] \right\}_{\xi=\xi_1}, \quad x = \alpha_1 h,$$

$$\varphi_{20}(r, z) = \begin{cases} \frac{\text{sh}(\alpha_1 z)}{\text{sh}(\alpha_1 z_0)} H_0^{(1)}(k_0 r) & z \in (0, z_0) \\ e^{-\alpha_1(z-z_0)} H_0^{(2)}(k_0 r) & z \in (z_0, h) \\ \rho_{12} e^{-\alpha_1(h-z_0)} e^{-\alpha_2(z-h)} H_0^{(2)}(k_0 r) & z > h \end{cases}$$

$$\varphi_{21}(r, z) = \begin{cases} \frac{\text{sh}(\alpha_1 z)}{\text{sh}(\alpha_1 h)} e^{-\alpha_1(h-z_0)} H_0^{(2)}(\xi_1 r) & z \in (0, h) \\ \rho_{12} e^{-\alpha_1(h-z_0)} e^{\alpha_2(z-h)} H_0^{(2)}(\xi_1 r) & z \in (h, h + \Delta z_0) \\ \rho_{12} e^{-\alpha_2(z-h-\Delta z_0)} H_0^{(1)}(\xi_1 r) & z > h + \Delta z_0 \end{cases} \quad (11)$$

где дисперсионные зависимости для двух составляющих определяются дисперсионными уравнениями:

$$\begin{aligned}\alpha_1 - \rho_{12}\alpha_2 \operatorname{th}(\alpha_1 h) &= 0, \quad \xi = \xi_1; \\ \alpha_1 - \rho_{12}\alpha_2 &= 0, \\ \xi &= k_0 = k_1 \sqrt{\frac{1 - \rho_{12}^2 c_{12}^2}{1 - \rho_{12}^2}}, \quad (13) \\ \alpha_{10} h &= \rho_{12} k_1 h \sqrt{\frac{1 - c_{12}^2}{1 - \rho_{12}^2}}.\end{aligned}$$

В суммарном решении (9) следует положить:

$$\begin{aligned}g_1^2 &= \left(1 + \frac{2\pi}{k_1 h} Q_2\right)^{-1}, \\ g_2^2 &= \frac{2\pi}{k_1 h} Q_2 \left(1 + \frac{2\pi}{k_1 h} Q_2\right)^{-1}.\end{aligned}$$

Нормирующий множитель Q_2 пропорционален мощности, переносимой парой обобщённых волн в горизонтальном направлении.

Можно отметить, что распределение потоков мощности в паре сопряжённых обобщённых волн является квадрупольным, а суммарный поток мощности локализован между горизонтом источника и горизонтом полного внутреннего отражения $z = h + \Delta z_0$, тогда как вне этого коридора потоки мощности являются встречными, компенсирующими. Однако такая форма существования обобщённых нормальных волн не является единственной. Вторая форма существования обобщённых нормальных волн может быть представлена в виде:

$$\varphi_2(r, z) = -\frac{2\pi i}{h} [a_0 \varphi_{20}^*(r, z) + a_1 \varphi_{21}(r, z)]. \quad (14)$$

Потоки мощности в этой паре обобщённых волн имеют диполь-дипольную структуру, как это показано на рис. 9, б. Эта пара обобщённых волн реализуется в том случае, когда поток мощности для составляющей φ_{20} (r, z) становится

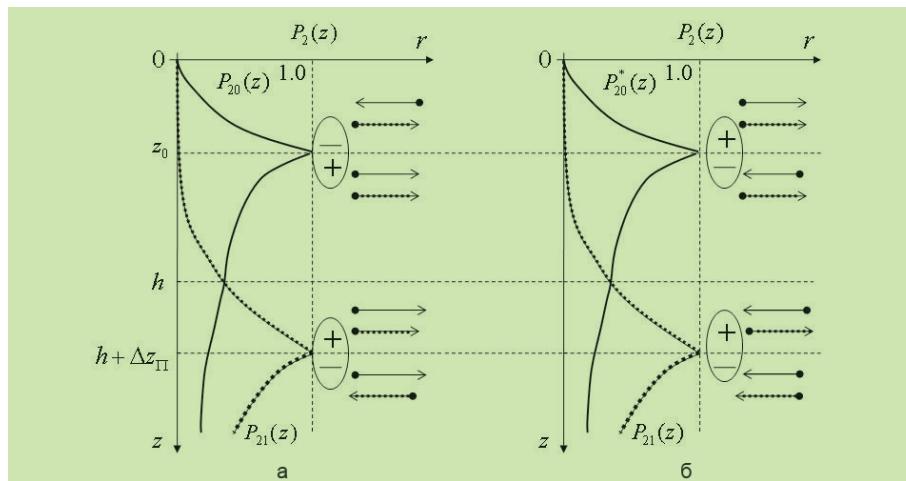


Рис. 9. Функции поперечного сечения (а) и структура горизонтальных потоков мощности (б) для медленных обобщённых волн

ся отрицательным. Такая ситуация реализуется, например, для придонного излучателя. С учётом этого суммарный поток мощности для любой пары волн (11) или (24) нужно записать в виде:

$$\begin{aligned}Q_2 &= a_0^2 |E_{20}| + a_1^2 E_{21}, \\ P_C &= P_0 \frac{2\pi}{k_1 h} Q_2.\end{aligned}$$

Учёт SGW в суммарном решении (5) изменяет баланс мощности между всеми нормальными волнами, а мерой участия обобщённых составляющих является коэффициент энергоёмкости Q_2 . Зависимость этого коэффициента от частотного параметра $k_1 h$ и нормированного горизонта источника $z_{01} = z_0/h$ представлена на рис. 10, а рис. 11 поясняет зависимость от тех же параметров парциальных коэффициентов g_1, g_2 .

Можно отметить, что на частотах, существенно меньших первой критической, мощность источника в основном локализуется в горизонтальном потоке мощности, связанном с возбуждением SGW, а не уходит целиком в полупространство, как это предсказывает классическая теория. Одновременно с возбуждением SGW увеличивается более чем на порядок мощность модельного источника, излучаемая в волновод (в сравнении с мощностью, излучаемой в свободное пространство или полупространство). С увеличением частоты, которая всё ещё остаётся меньше первого критического значения, увеличивается доля вытекающего потока мощности с одновременным уменьшением доли SGW в общем балансе мощности.

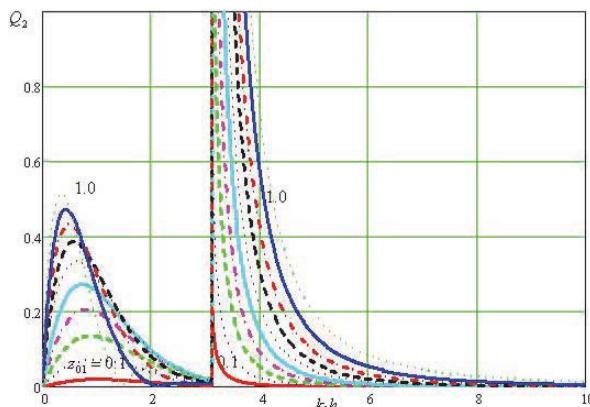


Рис. 10. Зависимость коэффициента энергоёмкости Q_2 от частотного параметра $k_1 h$ и нормированного горизонта источника $z_{01} = z_0/h$

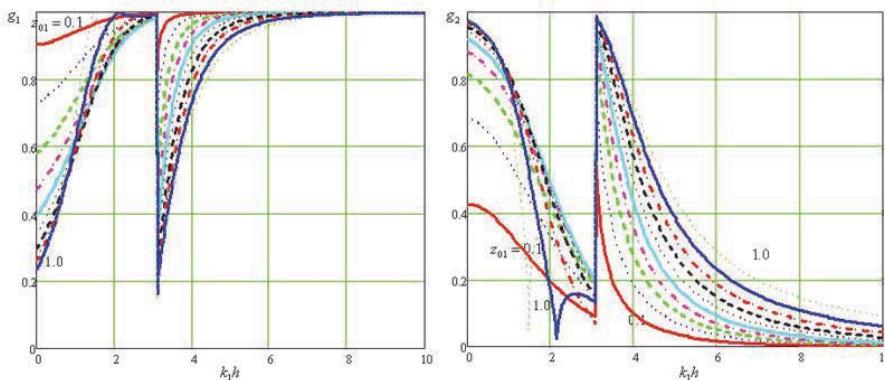


Рис. 11. Зависимость парциальных коэффициентов g_1, g_2 от частотного параметра $k_1 h$ и нормированного горизонта источника $z_{01} = z_0/h$

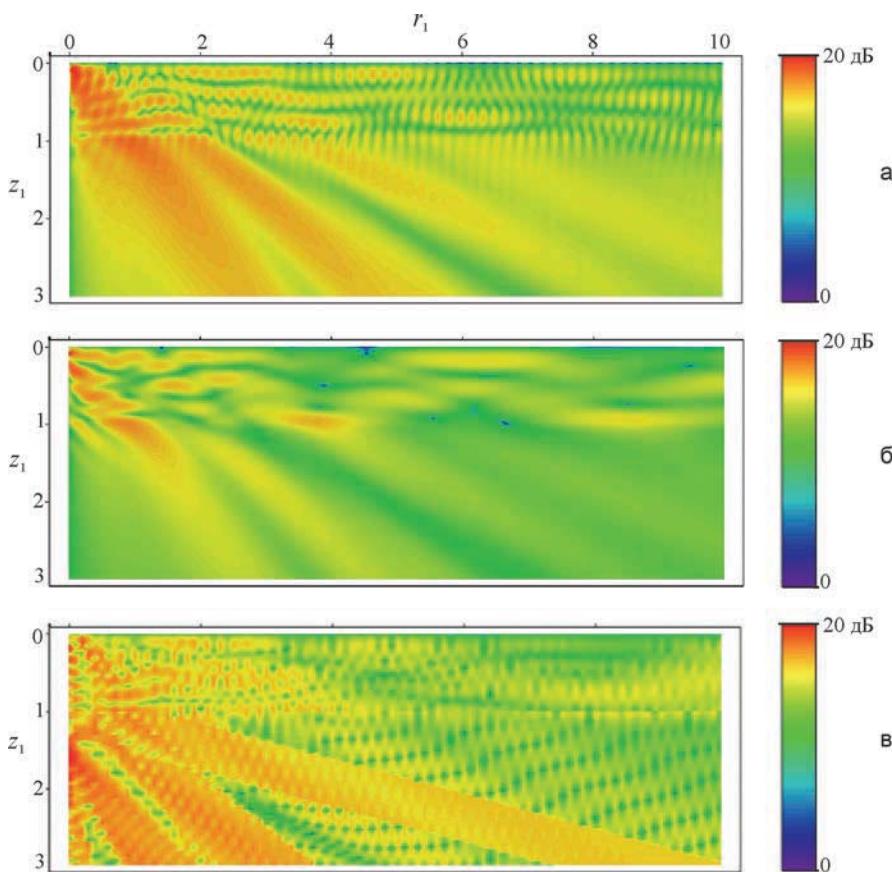


Рис. 12. Звуковое поле в волноводе Пекериса, создаваемое приповерхностным источником; а – решение в MIX, б – решение в SC, в – решение в NSC

На частоте, близкой к частоте первого продольного резонанса, происходит резкое увеличение доли SGW, связанное с появлением в их составе первой обобщённой нормальной волны, которая становится неоднородной и в волноводе, и в полупространстве. И только на частотах, больших частоты второго продольного резонанса, сущес-

твенно уменьшаются доля SGW в общем балансе мощности и их вклад в суммарное звуковое поле.

Можно также отметить, что в классической теории мощность, излучаемая модельным источником в волновод Пекериса, фактически равна мощности, излучаемой модельным источником в свободное пространство (полу-

пространство) с параметрами волновода и слабо зависит от характера нагрузки на источник энергии. Последнее обстоятельство, характерное для самосопряжённого модельного описания, противоречит известному положению о том, что мощность, отдаваемая источником энергии в нагрузку, в существенной мере зависит от характера нагрузки и достигает максимального значения только при выполнении условий согласования. Более подробно вопросы энергетической эффективности работы модельного источника энергии в волноводе Пекериса в сравниваемых модельных постановках, самосопряжённой и несамосопряжённой, исследованы в работе [5].

Результаты компьютерного моделирования звукового поля в волноводе Пекериса в различных модельных постановках, которым соответствуют три фундаментальных решения граничной задачи, показаны на рис. 12 для приповерхностного источника ($z_{01} = 0,1$; $k_1 h = 20$). Рис. 12, а поясняет решение, полученное в классе функций, представимых интегралом Фурье–Бесселя, которому соответствует смешанная (MIX) модельная постановка. На рис. 12, б представлено классическое решение [1], полученное в SC модельной постановке в классе аналитических функций на плоскости комплексного спектрального параметра с разрезом $\text{Im}k_{32} = 0$. На рис. 12, в показано обобщённое решение, полученное в NSC модельной постановке с использованием собственных функций двух сопряжённых операторов (9), (10).

Рис. 13, а поясняет структуру звукового поля придонного низкочастотного излучателя ($z_{01} = 0,9$; $k_1 h = 5$), возбуждающего в волноводе первую тройку волн, две медленные обобщённые волны и одну регулярную. На рисунке хорошо

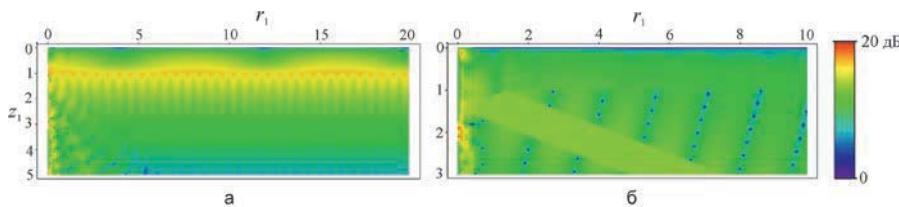


Рис. 13. Звуковое поле точечного источника, соответствующее несамосопряженной модельной постановке; а – $k_1 h = 5$; $z_{01} = 0,9$; б – $k_1 h = 2,5$; $z_{01} = 0,1$

видны крупномасштабная интерференция двух SGW, локализованных в придонном слое волновода, структура типа стоячей волны в придонном слое полупространства и вытекающие волны в полупространстве. Рис. 13, б поясняет структуру звукового поля приповерхностного низкочастотного излучателя ($z_{01} = 0,1$; $k_1 h = 2,5$), возбуждающего первую вытекающую волну, доминирующую в суммарном звуковом поле. В полупространстве образуются коридор вытекания и структура типа стоячих волн вне коридора. Все расчёты выполнены для модельного волновода с параметрами $\rho_{12} = 1/1,6$; $c_{12} = c_1/c_2 = 1,5/1,75$. Подробный сравнительный анализ классического и обобщённого решений выполнен в работах [5, 9].

Решение, полученное в MIX модельной постановке, описывает жидккий слой как резонатор, совершающий радиально-толщинные колебания, нагруженный на полупространство. В этом решении горизонтальный поток мощности в жидким слое равен нулю, а вся мощность источника излучается в полупространство. В классиче-

ском решении вертикальный поток мощности через границу раздела равен нулю, а мощность источника делится между волноводом и полупространством на частотах, больших первой критической. Решение является сингулярным (ограниченным) на всей оси симметрии, если частота больше первой критической. В обобщённом решении поток мощности через границу раздела отличен от нуля, если углы падения меньше критического значения, и равен нулю в среднем, если углы падения больше критического значения. Решение является регулярным (ограниченным) всюду, за исключением источника. Дополнительные различия звуковых полей, не отмеченные в этих работах, связаны с появлением в суммарном звуковом поле SGW.

Дисперсионные зависимости для SGW (нулевой моды) и первой пары нормальных волн $1(2)$, $2(1)$, $\bar{2}(2)$ схематически показаны на рис. 14. На рисунке частотный параметр $(k_1 h)_1 = (k_1 h)_{\rho_1}$ соответствует первой частоте продольного резонанса, частотный параметр $(k_1 h)_2 = (k_1 h)_{a_1}$ соответствует первой частоте толщинного антирезонан-

са (частоте отсечки), частотный параметр $(k_1 h)_3$ соответствует частоте, выше которой первая обобщённая нормальная волна становится неоднородной (медленной) и в волноводе, и в полупространстве.

Формально пара SGW $\varphi_{20}(r, z)$, $\varphi_{20}^*(r, z)$, существует при всех значениях частоты (частотного параметра $k_1 h$), и в этом смысле любая из них является фундаментальной составляющей волнового движения (модой нулевого порядка) в волноводе Пекериса в классе обобщённых волн. Её аналогом в твёрдых волноводах типа пластин, стержней или цилиндров является нулевая мода, не имеющая критической частоты, но для её существования достаточным оказывается механизм трансформации продольных и поперечных расходящихся волн при отражении от границ волновода. В волноводе Пекериса звуковое поле описывается только продольными волнами, но в NSC модельной постановке они представлены как сходящимися, так и расходящимися волнами, которые трансформируются друг в друга на горизонте источника и формируют обобщённую форму волнового движения типа нулевой моды.

■ Экспериментальное подтверждение существования медленных обобщённых волн вблизи морского дна и в волноводе Пекериса

Очевидный механизм возбуждения обобщённых форм волнового движения комплексным угловым спектром источника возможен только для составляющих $\varphi_{20}(r, z)$, $\varphi_{20}^*(r, z)$, локализованных на горизонте источника, которые вносят доминирующий вклад в звуковое поле на частотах, меньших частоты первого продольного резонанса. Состав-

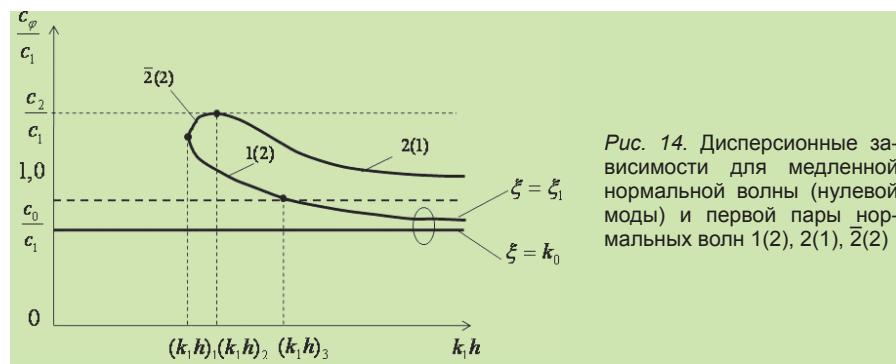


Рис. 14. Дисперсионные зависимости для медленной нормальной волны (нулевой моды) и первой пары нормальных волн $1(2)$, $2(1)$, $\bar{2}(2)$

ляющая $\varphi_{21}(r, z)$, локализованная на горизонте полного внутреннего отражения, не имеет энергетической связи с источником, но может возбуждаться первой обобщённой нормальной волной, которая имеет близкую структуру, а её фазовая скорость равна фазовой скорости первой обобщённой нормальной волны. Эта волна на частотах, больших некоторого критического значения $k_1 h > (k_1 h)_3$, также становится неоднородной и в волноводе, и в полу-пространстве, а её фазовая скорость меньше скорости звука в воде и близка к скорости распространения $c_0 < c_1$ для нулевой моды, соответствующей спектральной составляющей $\xi_0 = k_0$. Поскольку первая обобщённая нормальная волна содержит в своём составе источники монопольно-дипольного типа на горизонте полного внутреннего отражения, то они могут возбуждать и медленную обобщённую волну $\varphi_{21}(r, z)$, которая отличается от неё функцией поперечного сечения, амплитудой возбуждения и горизонтом полного внутреннего отражения.

В этом случае в пограничном слое волновода будет распространяться пара медленных (неоднородных) волн с очень близкими скоростями (дуплет). Такие волны

с близкими скоростями распространения могут образовывать крупномасштабные интерференционные структуры, в которых период интерференции больше длины волны на два-три порядка. При придонном расположении источника этот дуплет вырождается в обобщённую придонную волну (GSW) пограничного типа, локализованную в придонном слое, подробно исследованную в работах [5, 9]. Сами крупномасштабные интерференционные структуры визуализируются при гидролокационной съёмке морского дна с помощью гидролокатора бокового обзора.

Примеры таких крупномасштабных интерференционных структур, подробно исследованных в работе [9], представлены на рис. 15. На этом рисунке период интерференции первой нормальной волны и SGW (нулевой моды) $L = 2\pi/(\xi_0 - \xi_1)$ искажён рельефом морского дна в зоне интерференции, что позволяет наблюдать не только саму интерференцию, но и изменчивость рельефа дна. Длина волны на рабочей частоте гидролокатора бокового обзора составляет 2 см, тогда как период интерференции на рис. 15 на ровном дне составляет 20–30 м. При увеличе-

нии угла наклона дна видимый период интерференции, пропорциональный косинусу угла наклона дна, уменьшается, что позволяет судить по интерференционной картине о самом рельефе морского дна. На рисунке, например, хорошо видны линии наискосок спуска с локальными возвышениями дна, соответствующие максимальному сближению изолиний равной амплитуды сигнала, рассеянного в обратном направлении.

Можно отметить, что такие интерференционные структуры, регулярно наблюдаемые как в мелком, так и в глубоком море в звуковом поле придонного источника, с одной стороны, подтверждают сложную структуру звукового поля вблизи морского дна, с другой стороны, косвенно подтверждают выводы обобщённой теории. В классической теории, построенной без участия обобщённых волн, звуковое поле вблизи границы раздела двух жидких сред при малых углах скольжения вырождается вследствие эффекта противофазного отражения (эффекта мягкого экрана). По этой причине пограничные волны на границах раздела жидких сред в классической теории отсутствуют, а рассмотренные выше интерференционные эффекты остаются аномальными, необъяснимыми.

Экспериментальное исследование SGW, описанное в работе [9], заключалось в измерении скорости распространения акустического сигнала в мелком море на трассах длиной 15–30 км при строгом метрологическом обеспечении всех измерений с последующей идентификацией SGW по скорости распространения. В соответствии с теоретическими оценками скорость распространения SGW на 3–5% меньше минимальной скорости звука в воде (скорости звука у дна). Измерения скорости распростране-

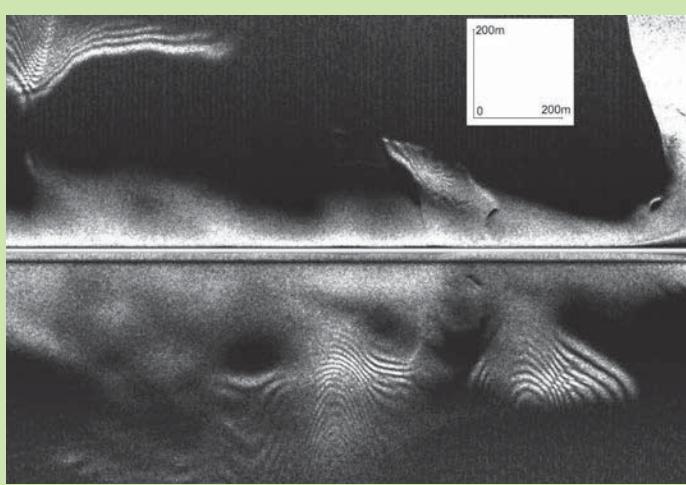


Рис. 15. Гидролокационное изображение морского дна. Японское море, глубина 2500 м

ния SGW проводились в период 2005–2007 гг. на акватории залива Петра Великого Японского моря в весенних и летних гидрологических условиях в частотном диапазоне 369–2526 Гц. Результаты эксперимента хорошо соответствуют теоретическим оценкам. Кроме того, дисперсионные искажения SGW оказались минимальными во всём частотном диапазоне, что также служит идентификационным признаком для этой волны, отличающим её от остальных нормальных волн.

Ещё один значимый эксперимент по измерению скорости распространения акустических сигналов на шельфе залива Петра Великого Японского моря был описан в работе [10]. В этой работе измерение скорости распространения акустических сигналов было выполнено на частотах 1778 Гц, 2526 Гц на дистанциях 15–20 км в мелком море, глубина которого на трассах распространения акустических сигналов не превышала 60 м. В этом эксперименте, который проводился в конце августа 2009 г., скорость звука в мелком море на трассах распространения слабо отличалась от постоянного значения 1515 м/с. Измеренная в эксперименте скорость распространения акустических сигналов на трёх трассах составила 1453,6 м/с, 1464,1 м/с, 1463,6 м/с соответственно. Низкая

скорость распространения акустических сигналов на всех трёх трассах по сравнению со скоростью звука в морской среде свидетельствует о том, что носителем информации в мелком море при придонном расположении источников звука является именно SGW. Результаты обоих экспериментов находятся в хорошем согласии друг с другом и уверенно подтверждают предсказанные обобщённой теорией особенности распространения звуковых волн в придонном слое мелкого моря, связанные с возбуждением SGW.

■ Вихревые структуры в поле медленных обобщённых волн

Другим подтверждением выводов обобщённой теории являются экспериментальные работы [6, 7], в которых впервые описаны вихревые структуры в поле вектора интенсивности, регистрируемые в звуковом поле мелкого моря с использованием векторных (комбинированных) приёмников. В этих работах описан эксперимент, выполненный в море глубиной 120 м, в котором комбинированный приёмник, находящийся на глубине 70 м, регистрировал шумы проходящего судна в диапазоне 10–1000 Гц при изменении расстояния на проходной характеристике от 1 км до 5 км. Анализ проходных характеристи-

стик, выполненный в этих работах для спектральных составляющих 110 Гц и 23 Гц шумового сигнала, убедительно свидетельствует о том, что вертикальная компонента вектора интенсивности является знакопеременной функцией расстояния до источника шумового сигнала и времени наблюдения соответственно, а её величина соизмерима с горизонтальной компонентой вектора интенсивности.

В работе [11] описан аналогичный эксперимент в мелком море глубиной 38 м (в бухте Витязь), когда комбинированный приёмник находился на расстоянии 1 м от дна, а проходные характеристики вычислялись для спектральных составляющих 132 Гц и 33 Гц шумового сигнала. Проходные характеристики для вертикальной компоненты вектора интенсивности и угла падения вектора интенсивности на горизонте приёма, взятые из этой работы, приведены на рис. 16, 17 как наиболее характерные.

Судя по углу падения вектора интенсивности вблизи границы раздела, вертикальная компонента вектора интенсивности может существенно превосходить (в 3–4 раза) горизонтальную компоненту, что противоречит классическому решению, в котором горизонтальная компонента вектора интенсивности является доминирующей. По этой причине полученные в

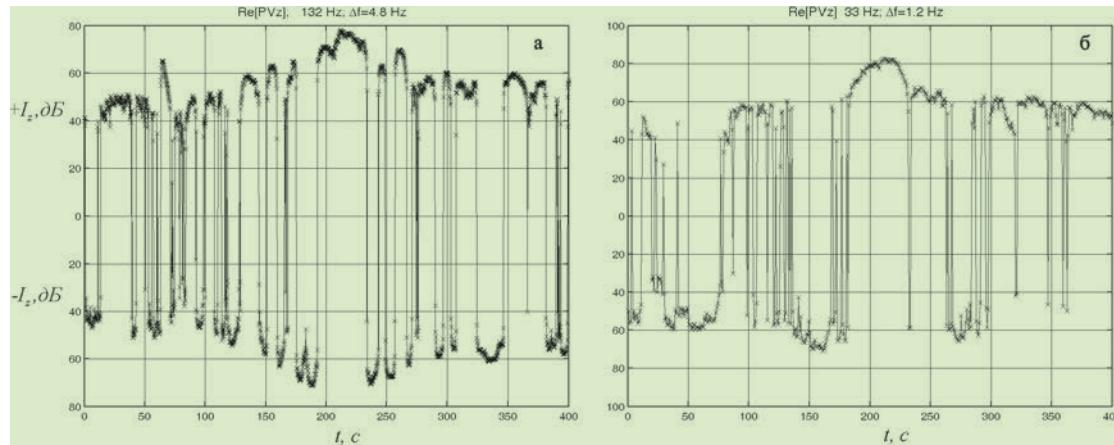


Рис. 16. Проходные характеристики для вертикальной компоненты вектора интенсивности $\pm I_z$ на частотах 132 Гц (а) и 33 Гц (б), полученные в бухте Витязь

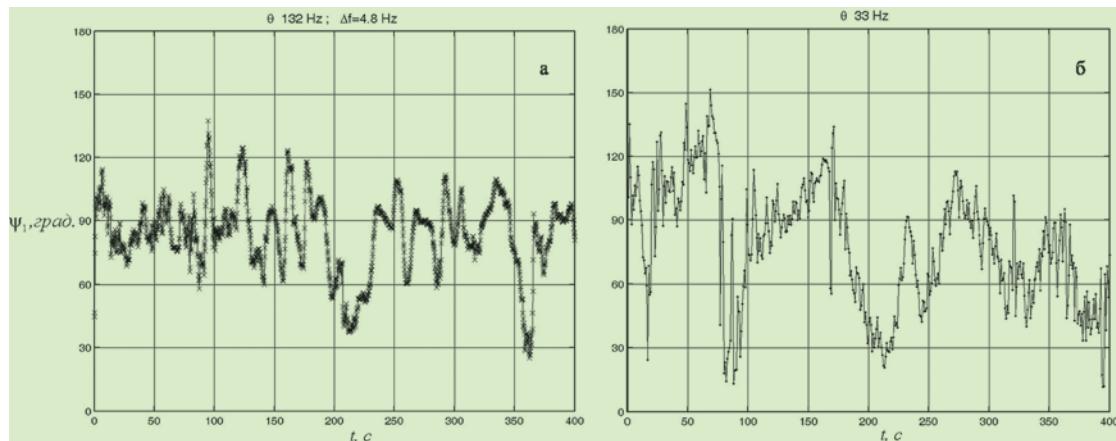


Рис. 17. Проходные характеристики для угла падения вектора интенсивности на горизонте приёма на частотах 132 Гц (а) и 33 Гц (б), полученные в бухте Витязь

этой работе оценки вертикальной компоненты вектора интенсивности оказываются аномальными, необъяснимыми с точки зрения классического описания.

В работе [12] описан аналогичный эксперимент в мелком море глубиной 34 м (в бухте Витязь), когда комбинированный приёмник находился на расстоянии 17 м от дна, а проходные характеристики вычислялись для спектральных составляющих 88 Гц и 108 Гц шумового сигнала, излучаемого проходящим судном. Проходные характеристики для нормированных горизонтальной и вертикальной компонент вектора интенсивности (коэффициентов когерентности Γ_x ,

Γ_z) приведены на рис. 18, взятом из этой работы.

На графиках отчетливо проявляются крупномасштабная интерференционная структура, которая формируется разностными пространственными частотами с периодом $L \gg \lambda$, и мелкомасштабная интерференционная структура, которая формируется суммарными пространственными частотами с периодом стоячей волны $\lambda/2$. Именно эта структура соответствует оценке (6) и подтверждает присутствие сходящихся волн отдачи в суммарном звуковом поле, подтверждая тем самым выводы обобщённой теории.

ВЫВОДЫ

Предложена обобщённая трактовка углового спектра модельного источника, которая наделяет его свойствами монополя для составляющих вещественного спектра, соответствующих классическому описанию, и свойствами вертикального диполя для составляющих комплексного спектра, соответствующих неклассическому, обобщённому описанию. Любой реальный источник излучения звука, такой как движущееся надводное или подводное судно, является сложным излучателем, в составе которого можно выделить более простые источники. Так, излучение корпусом судна шумов обтекания сплошного спектра можно моделировать соответствующим монопольным источником. Излучение вально-лопастных частот дискретного спектра можно моделировать дипольным излучателем с осью диполя, ориентированной горизонтально в направлении нос – корма, а излучение корпусом судна вибрационных составляющих дискретного спектра, связанных с работой судовых механизмов, моделировать дипольным излучателем с вертикально ориентированной осью. Можно считать, что предложенная обобщённая трактовка модельного источника в спектральном представлении лучше соответствует реальным источ-

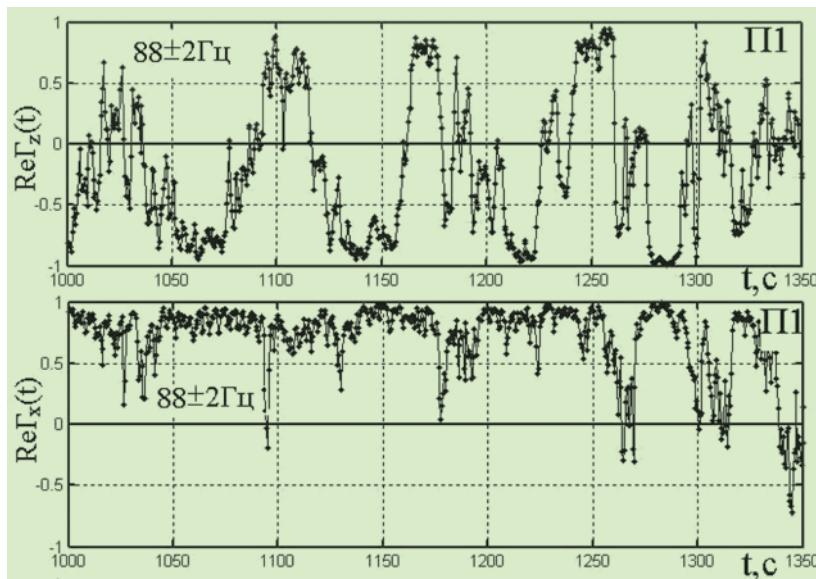


Рис. 18. Зависимость от времени $\text{Re}(\Gamma_z(f, t))$ и $\text{Re}(\Gamma_x(f, t))$ для частоты $f = 88 \pm 2$ Гц, время усреднения 1 с

никам подводного звука и не противоречит известным физическим представлениям и законам.

Предложенная обобщённая трактовка для составляющих комплексного углового спектра источника позволила обосновать несамосопряжённую модельную постановку соответствующих граничных задач и появление в суммарном решении встречных волновых составляющих, которые соответствуют собственным функциям двух сопряжённых операторов. Входящие в состав обобщённых нормальных волн сходящиеся волны отдачи позволили сформировать звуковое поле, регулярное (ограниченное) на оси симметрии всюду, за исключением источника, и устранить основной недостаток известных классических решений [1–4], связанный с их принципиальной сингулярностью на всей оси симметрии. Кроме того, обобщённое решение позволило корректно описать формирование горизонтов полного внутреннего отражения, соответствующих гипотезе Ньютона, и генерацию вихревой составляющей вектора интенсив-

ности на горизонте источника и на горизонтах полного внутреннего отражения.

Особое внимание уделено дуплету медленных обобщённых волн придонного источника, которые формируют обобщённую придонную волну пограничного типа, отсутствующую в классическом решении. Эта пограничная волна локализуется в коридоре, ограниченном сверху горизонтом источника, а снизу горизонтом полного внутреннего отражения, обладает минимальными дисперсионными искажениями и может играть важную роль в звукоподводной связи, а также при локации верхнего слоя морского дна. Показано, что учёт медленных обобщённых волн в суммарном звуковом поле, возбуждаемом модельным источником в слоистой среде любой степени сложности, принципиально изменяет его энергетику и структуру, следовательно, несёт новую информацию о самом звуковом поле, что и подтверждается оригинальными численными и натуральными экспериментами, выполненными в настоящей работе и в работах [9–12].

Отмечено появление вихревой составляющей вектора интенсивности, которая генерируется в поле стоячих волн комплексного углового спектра источника в слоистой среде любой степени сложности, но принципиально отсутствует в классическом решении [1]. Теоретическая оценка её вклада в суммарное звуковое поле ранее не проводилась, поэтому теоретические и экспериментальные исследования этой составляющей, выполненные в работах [6, 7, 11, 12], имеют фундаментальный характер. Вихревая составляющая, которая регистрируется в вертикальном канале комбинированного приёмника, является новым информационным признаком, который демаскирует любой движущийся источник звука. Её специфическая пространственно-временная структура позволяет использовать хорошо известные методы спектрально-корреляционного анализа для обнаружения и идентификации самого источника звука, причём предпочтение должно отдаваться мобильным малошумным носителям приёмных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л. М. О поле точечного излучателя в слоисто-неоднородной среде // Изв. АН СССР. Серия физич. 1949. Т. 13, № 5. С. 505–545.
2. Pekeris C. L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water // Geol. Soc. Am. Mem. 1948. № 27. Р. 48–156.
3. Завадский В. Ю., Крупин В. Д. Применение численных методов для расчёта звуковых полей в волноводах // Акуст. журн. 1975. Т. 21, № 3. С. 484–485.
4. Gao T.-F., Shang E.-Ch. Effect of the branch-cut on the transformation between modes and rays // J. Acoust. Soc. Am. 1983. Vol. 73, No. 5. P. 1551–1555.
5. Касаткин Б. А., Злобина Н. В., Касаткин С. Б. Модельные задачи в акустике слоистых сред. Владивосток: Дальнаука, 2012. 256 с.
6. Shchurov V. Comparison of the Vorticity of Acoustic Intensity Vector at 23 Hz and 110 Hz Frequencies in the Shallow Sea // Applied Physics Research. 2011. Vol. 3, No. 2. P. 179–189.
7. Щуров В. А., Кулешов В. П., Черкасов А. В. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 6. С. 837–843.
8. Касаткин Б. А., Злобина Н. В. Несамосопряжённая модельная постановка граничной задачи Пекериса // ДАН. 2010. Т. 434, № 4. С. 540–543.
9. Касаткин Б. А., Злобина Н. В. Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М.: Наука, 2009. 496 с.
10. Матвиенко Ю. В., Рылов Р. Н., Буренин А. В., Войтенко Е. А., Моргунов Ю. Н. Экспериментальные исследования особенностей подводной дальномерии в шельфовой зоне Японского моря // Подводные исследования и робототехника. 2009. № 2 (8). С. 44–49.
11. Щуров В. А., Черкасов А. В., Касаткин Б. А., Злобина Н. В., Касаткин С. Б. Аномальные особенности структуры поля вектора интенсивности в акустических волноводах // Подводные исследования и робототехника. 2011. № 2 (12). С. 4–17.
12. Щуров В. А., Ляцков А. С., Щеглов С. Г., Ткаченко Е. С., Иванова Г. Ф., Черкасов А. В. Локальная структура интерференционного поля мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. 2014. № 1 (17). С. 58–67.