

УДК 534.231.1

ДИФРАКЦИОННАЯ ФОКУСИРОВКА АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

© 2000 г. Д. И. Абросимов, Ю. В. Петухов

Институт прикладной физики РАН
603600 Нижний Новгород, Ульянова, 46
E-mail: petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 02.09.98 г.

В рамках приближения ВКБ и простейшей модели подводного звукового канала в виде билинейной зависимости квадрата показателя преломления от глубины установлены основные закономерности в поведении пространственных областей дифракционной фокусировки акустического поля. Сформулированы также условия для оптимального наблюдения дифракционной фокусировки модовых пучков в реальных глубоководных океанических волноводах. Проведено численное моделирование процесса пространственной дифракционной фокусировки акустического поля в канале с каноническим профилем скорости звука, результаты которого согласуются с выводами приближенного анализа и наглядно иллюстрируют проявление обсуждаемого эффекта.

Как известно [1–5], по трассе океанического волновода происходит периодическое переформирование пространственной интерференционной структуры акустического поля с минимальным R_{\min} и максимальным R_{\max} периодами, проявляющееся в частичном повторении характерных при $0 \leq r < R_{\min}$ закономерностей в пространственном распределении его интенсивности. Это, в свою очередь, приводит к проявлению эффекта дифракционной фокусировки акустического поля в соответствующих областях горизонтальных расстояний [3, 4]:

$$mR_{\min} \leq r \leq mR_{\max} \quad (m = 1, 2, \dots), \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} R_{\min} &= \min[R_g(l, l+1; l+1, l+2)], \\ R_{\max} &= \max[R_g(l, l+1; l+1, l+2)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Входящая в выражения (2) величина

$$\begin{aligned} R_g(l, l+1; l+1, l+2) &= \\ &= R_{l, l+1} R_{l+1, l+2} / |R_{l, l+1} - R_{l+1, l+2}| \end{aligned} \quad (3)$$

отвечает периоду переформирования интерференционной структуры поля соседних пар мод с характерными периодами интерференции

$$\begin{aligned} R_{l, l+1} &= 2\pi / (k_l - k_{l+1}), \\ R_{l+1, l+2} &= 2\pi / (k_{l+1} - k_{l+2}), \end{aligned} \quad (4)$$

в которых частотная зависимость горизонтального волнового числа k_l моды с номером l определяется из соответствующего для каждого волновода дисперсионного уравнения.

Следует отметить, что здесь, как и в [3, 4], по аналогии с дифракционными изображениями периодических структур в оптике [6], под дифракционной фокусировкой поля в волноводах понимается формирование соответствующих зон повышенной акустической освещенности. Причем пространственный период такой фокусировки уже принципиально зависит от длины волны излучения [3, 4], в отличие от рефракционной фокусировки [7], для которой зависимость ее пространственного периода от длины волны определяется лишь малой дифракционной поправкой к лучевому приближению [8–11].

Поскольку же в океанических волноводах пространственное (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределение интенсивности акустического поля $J(r, z)$ имеет при определенных условиях пучковую структуру, заметнее всего проявляющуюся при наличии в них подводного звукового канала [5], то, как следует из полученных в [4] результатов аналитических исследований, в пространственных областях (1) должна наблюдаться дифракционная фокусировка соответствующих пучков.

Именно поэтому целью настоящей работы является количественное описание дифракционной фокусировки акустического поля и проявляющейся при этом дифракционной фокусировки модовых пучков в глубоководном океаническом волноводе с открытым к поверхности подводным звуковым каналом и акустически прозрачным дном.

Для решения поставленной задачи, а именно, при предварительных оценках границ пространственных областей (1), представляется важным получение, пусть даже приближенных, аналити-

ческих зависимостей R_{\min} и R_{\max} (2) от параметров, определяющих проявление обсуждаемого здесь эффекта. Поэтому рассмотрим сначала модельный глубоководный океанический волновод с билинейной зависимостью квадрата показателя преломления $n^2(z)$ от глубины в водном слое ($0 \leq z \leq H$) и акустически прозрачным дном ($z \geq H$):

$$n^2(z) = \begin{cases} 1 + a_1(z - z_0), & 0 \leq z \leq z_0 \\ 1 - a_2(z - z_0), & z_0 \leq z \leq H \\ 1 - a_2(H - z_0), & z \geq H. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $a_1 > 0$, $a_2 > 0$ – параметры, отвечающие значениям градиента величины $n^2(z)$ соответственно выше и ниже оси канала, расположенной на глубине z_0 , H – толщина водного слоя; $a_1 z_0 < a_2(H - z_0)$.

Предполагая далее выполнение условий многомодового режима распространения акустических волн, при котором заметнее всего проявляется их дифракционная фокусировка [4], и применимости приближения ВКБ, воспользуемся для определения R_{\min} и R_{\max} полученными в [4] выражениями:

$$R_{\min} = \frac{k}{2\pi} \min \left[D_l^3 \left| \frac{dD_l}{d\beta_l} \right| \right], \quad (6)$$

$$R_{\max} = \begin{cases} \frac{k}{2\pi} \max \left[D_l^3 \left| \frac{dD_l}{d\beta_l} \right| \right], & \frac{dD_l}{d\beta_l} \neq 0 \\ \left(\frac{k}{2\pi} \right)^2 \left[D_l^4 \left| \frac{d^2 D_l}{d\beta_l^2} \right| \right]_{\beta_l = \beta_c}, & \frac{dD_l}{d\beta_l} \Big|_{\beta_l = \beta_c} = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь

$$D_l = 2\beta_l \int_{z_{\text{in}}}^z \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}. \quad (8)$$

длина цикла соответствующего бриллюэновского луча с углом скольжения χ_l и лучевым параметром $\beta_l = \cos \chi_l$ на оси канала; $z' = \begin{cases} 0 \\ z_{lB} \end{cases}$, z_{lB} и z_{lH} – его

верхний и нижний горизонты поворота; $\beta_l = \beta_c$ – значение, отвечающее положению экстремума функции $D_l(\beta_l)$; $k = \omega/c_0$, $c_0 = \min[c(z)] = c(z_0)$ – минимальное значение скорости звука $c(z) = c_0/n(z)$, $\omega = 2\pi f$, f – частота тонального акустического излучения. Значения β_l в (8) определяются из справедливого в приближении ВКБ дисперсионного уравнения [7]:

$$k \int_{z_{\text{in}}}^z \sqrt{n^2(z) - \beta_l^2} dz = \pi(l - \nu), \quad (9)$$

где

$$\nu = \begin{cases} 1/2, & z' = z_{lB} \\ 1/4, & z' = 0. \end{cases} \quad (10)$$

При такой аппроксимации подводного звукового канала (5) из (8), (9) для длины цикла и лучевого параметра рефрагированных $1 \leq l \leq L_r$ и взаимодействующих с поверхностью океана $1 + L_r \leq l \leq L$ бриллюэновских лучей находим следующие соотношения:

$$D_l(\beta_l) = \frac{6\pi}{k_a} \beta_l \sqrt{1 - \beta_l^2} \quad (\beta_r \leq \beta_l \leq 1), \quad (11)$$

$$\beta_l = \sqrt{1 - \left[\frac{k_a}{k} \left(l - \frac{1}{2} \right) \right]^{2/3}} \quad (1 \leq l \leq L_r); \quad (12)$$

$$D_l(\beta_l) = \frac{6\pi}{k_a} \beta_l \left(\sqrt{1 - \beta_l^2} - \frac{a_2}{a_1 + a_2} \sqrt{1 - a_1 z_0 - \beta_l^2} \right) \quad (\beta_s \leq \beta_l < \beta_r), \quad (13)$$

$$(1 - \beta_l^2)^{3/2} - \frac{a_2}{a_1 + a_2} (1 - a_1 z_0 - \beta_l^2)^{3/2} = \frac{k_a}{k} \left(l - \frac{1}{4} \right) \quad (14)$$

($1 + L_r \leq l \leq L$).

Здесь

$$k_a = \frac{3\pi a_2}{2(1 + a_2/a_1)}, \quad \beta_r = \sqrt{1 - a_1 z_0}, \quad (15)$$

$$\beta_s = \sqrt{1 - a_2(H - z_0)},$$

а количество соответствующих мод L_r и L определяется следующими из (12) при $\beta_l = \beta_r$ и (14) при $\beta_l = \beta_s$ выражениями:

$$L_r = \frac{1}{2} + \frac{k}{k_a} (a_1 z_0)^{3/2}, \quad (16)$$

$$L = \frac{1}{4} + \frac{k}{k_a} \times$$

$$\times \left\{ [a_2(H - z_0)]^{3/2} - \frac{a_2}{a_1 + a_2} [a_2(H - z_0) - a_1 z_0]^{3/2} \right\}. \quad (17)$$

Поскольку зависимость $D_l(\beta_l)$ (11) в допустимом диапазоне изменения лучевого параметра не имеет экстремумов, то для рефрагированных мод выражения (6), (7) принимают следующий вид:

$$R_{\min} = R_{r\min} = 18\pi \frac{k}{k_a} F(\beta_l), \quad (18)$$

$$R_{\max} = R_{r\max} = 18\pi \frac{k}{k_a} F(\beta_r), \quad (19)$$

где

$$F(\beta_l) = \frac{\beta_l^3(1-\beta_l^2)^2}{2\beta_l^2-1} \quad (20)$$

С использованием (12), (15) из (18)–(20) находим приближенные выражения для характерных периодов дифракционной фокусировки поля рефрагированных мод:

$$R_{r\min} \approx 9 \frac{\pi}{k_a} (k_a/2k)^{1/3}, \quad (21)$$

$$R_{r\max} \approx \frac{8}{\pi} k H_r^2, \quad (22)$$

где

$$H_r = z_0(1 + a_1/a_2) \quad (23)$$

характерная толщина подводного звукового канала (5), значения которой (23) являются решением уравнения $n(0) = n(H_r)$.

Из (21), (22) следует, что поскольку $R_{r\min}$ уменьшается, а $R_{r\max}$ увеличивается при возрастании k , то протяженность каждой пространственной области дифракционной фокусировки акустического поля

$$\Delta r_m = m \Delta R_g, \quad (24)$$

где

$$\Delta R_g = R_{\max} - R_{\min}, \quad (25)$$

сформированного лишь рефрагированными модами, будет резко увеличиваться с ростом частоты излучения.

Однако в представляющем интерес случае расположения источника на глубине z_s , достаточно удаленной от свободной поверхности и оси канала $2\pi/k < z_s \ll z_0$, когда заметнее всего и проявляется пучковая структура акустического поля в океаническом волноводе [5], диапазон изменения лучевого параметра у рефрагированных бриллюэновских лучей будет реально ограничиваться снизу значением

$$\beta_l = \beta_p = n(z_s) = \sqrt{1 - a_1(z_0 - z_s)}. \quad (26)$$

Это обусловлено тем, что моды с номерами $l < l_p$:

$$l_p = \frac{1}{2} + \frac{k}{k_a} [a_1(z_0 - z_s)]^{3/2}, \quad (27)$$

верхние горизонты поворота которых лежат ниже глубины источника ($z_s < z_{lb}$), практически не возбуждаются. Последнее означает, что реально

возможная зависимость $R_{\min} = \bar{R}_{r\min}$ будет иметь аналогичный (22) вид

$$\bar{R}_{r\min} \approx 18\pi \frac{k}{k_a} F(\beta_p) \approx \frac{8}{\pi} k H_p^2, \quad (28)$$

где

$$H_p = (z_0 - z_s)(1 + a_1/a_2). \quad (29)$$

сопряженная горизонту источника глубина, значение которой (29) является решением уравнения $n(z_s) = n(H_p)$.

С использованием (22), (28) находим зависимость

$$\Delta R_g \approx \frac{8}{\pi} k H_r^2 \frac{z_s}{z_0} \left(2 - \frac{z_s}{z_0}\right), \quad (30)$$

из которой следует, что в рассматриваемой ситуации протяженность каждой пространственной области дифракционной фокусировки поля, сформированного лишь рефрагированными модами, будет уменьшаться с уменьшением глубины источника и частоты излучения. Если учесть также, что с понижением частоты излучения рассматриваемые области (1) приближаются к источнику (см. (22), (28)), то из сказанного выше (см. (30)) можно сделать вывод о преимуществе наблюдения дифракционной фокусировки акустических пучков, сформированных рефрагированными модами, при относительно низкой частоте излучения и расположении источника вблизи свободной поверхности океана ($z_s/z_0 \ll 1$). При этом необходимо учитывать, что значения соответствующих величин z_s и ω взаимосвязаны определенным соотношением, следующим при многомодовом режиме распространения акустических волн $kH_r \gg 1$ из условия эффективного возбуждения достаточно большого количества рефрагированных мод

$$L_r - l_p \gg 1, \quad (31)$$

при выполнении которого возможно формирование ими четкой пучковой структуры акустического поля. В самом деле, с использованием (16), (27) из (31) при $z_s/z_0 \ll 1$ находим соотношение

$$kz_s \gg \pi / [(1 + a_1/a_2) \sqrt{a_1 z_0}], \quad (32)$$

ограничивающее снизу диапазон частот излучения.

Соответствующая взаимодействующим с поверхностью океана модам зависимость $D_l(\beta_l)$ (13) имеет в допустимом диапазоне минимум изменения лучевого параметра при определенном значении $\beta_l = \beta_c$ [12]. Если ввести в рассмотрение вели-

чину $\alpha_l^2 = 1 - \beta_l^2 = \sin^2 \chi_l$, то для определения соответствующего ей значения $\alpha_c^2 = 1 - \beta_c^2$ из условия

$$\left. \left(\frac{dD_l}{d\beta_l} \right) \right|_{\beta_l = \beta_c} = 0 \quad (33)$$

с использованием (13) получим уравнение

$$a_c^2 \left[1 - \left(\frac{a_2}{a_1 + a_2} \right)^2 \left(\frac{1 + \alpha_r^2 - 2\alpha_c^2}{1 - 2\alpha_c^2} \right)^2 \right] = \alpha_r^2. \quad (34)$$

В диапазоне малых углов скольжения $\chi_l \ll 1$ ($\alpha_c^2 \ll 1$) оно имеет следующее приближенное решение:

$$\alpha_c^2 \approx \alpha_r^2 \left[1 - \left(\frac{a_2}{a_1 + a_2} \right)^2 (1 + \alpha_r^2)^2 \right], \quad (35)$$

где $\alpha_r = \sqrt{a_1 z_0}$.

Учитывая отмеченную особенность (33) в поведении зависимости $D_l(\beta_l)$ (13), для взаимодействующих с поверхностью океана мод приводим выражения (6), (7) к следующему виду:

$$R_{\min} = R_{s\min} = \frac{18\pi k}{k_a^2} |\Phi(\alpha_g)|, \quad (36)$$

$$R_{\max} = R_{s\max} = \frac{54\pi k^2}{k_a^3} |\Psi(\alpha_c)|, \quad (37)$$

где

$$\Phi(\alpha_l) = \frac{\alpha_l^4 \left(1 - \frac{a_2}{a_1 + a_2} \sqrt{1 - \frac{\alpha_r^2}{\alpha_l^2}} \right)^3 \sqrt{1 - \frac{\alpha_r^2}{\alpha_l^2}}}{(1 - 2\alpha_l^2) \left[\sqrt{1 - \frac{\alpha_r^2}{\alpha_l^2}} - \frac{a_2}{a_1 + a_2} \left(1 + \frac{\alpha_r^2}{1 - 2\alpha_l^2} \right) \right]}, \quad (38)$$

$$\Psi(\alpha_l) = \frac{\alpha_l^7 (1 - \alpha_l^2)^{3/2} \left(1 - \frac{a_2}{a_1 + a_2} \sqrt{1 - \frac{\alpha_r^2}{\alpha_l^2}} \right)^4}{\left[\frac{a_2}{a_1 + a_2} \frac{1 + 2\alpha_l^2 - 3\alpha_r^2}{(1 - \alpha_r^2/\alpha_l^2)^{3/2}} - 1 - 2\alpha_l^2 \right]}. \quad (39)$$

Здесь значение $\alpha_l = \alpha_g$ отвечает положению минимума функции $\Phi(\alpha_l)$ (38) в допустимом диапазоне изменения этой величины: $\alpha_r < \alpha_l \leq \alpha_s = \sqrt{a_2(H - z_0)}$. Как следует из (38), α_g должно отличаться от α_r на предельно допустимую малую величину

$$\sigma = \frac{\alpha_g}{\alpha_r} - 1, \quad (40)$$

для определения которой из (14) при $l = l_s = L_r + 1$ ($\alpha_{l_s} = \alpha_g$) получаем следующее уравнение:

$$(1 + \sigma)^3 - \frac{a_2}{a_1 + a_2} [\sigma(\sigma + 2)]^{3/2} = 1 + \frac{k_a}{4k\alpha_r^3}. \quad (41)$$

Поскольку в рассматриваемой ситуации $k_a/4k\alpha_r^3 \ll 1$, то в первом приближении из (41) находим следующее решение:

$$\sigma \approx k_a/12k\alpha_r^3. \quad (42)$$

Тогда из (36)–(39) с использованием (35), (42) нетрудно получить для характерных пространственных периодов простые приближенные выражения:

$$R_{s\min} \approx \frac{18\pi(1 + a_1/a_2)\alpha_r^{5/2}}{\sqrt{6}k_a} \sqrt{\frac{k}{k_a}}, \quad (43)$$

$$R_{s\max} \approx \frac{16}{\pi^2} k^2 H_r^3 \sqrt{\frac{a_2 H_r}{(1 + a_1/a_2)^3 (2 + a_1/a_2)}}. \quad (44)$$

Из (43), (44) следует, что протяженность каждой пространственной области дифракционной фокусировки акустического поля (24), сформированного лишь взаимодействующими с поверхностью океана модами, увеличивается с ростом частоты излучения значительно быстрее, чем аналогичная величина (24), соответствующая рефрагированным модам. При этом выполняется очевидное соотношение $R_{r\max}/R_{s\max} \ll 1$.

Однако необходимо иметь в виду, что отмеченные выше закономерности в поведении $D_l(\beta_l)$ (13) проявляются в аналогичной ей зависимости $R_{l,l+1}(l)$ лишь при относительно высоких частотах излучения, когда возбуждается достаточно большое число мод, взаимодействующих с поверхностью океана: $L - L_r \gg 1$ [5, 12]. С использованием (16), (17) нетрудно определить отвечающий последнему условию диапазон частот:

$$k \gg \frac{5}{4} k_a \left[\alpha_s^3 - \alpha_r^3 - \frac{a_2}{a_1 + a_2} (\alpha_s^2 - \alpha_r^2)^{3/2} \right], \quad (45)$$

в котором справедливы зависимости (43), (44) и сделанные из них выводы.

Здесь представляется также важным отметить следующее. Во-первых, значительное преобладание величины $R_{s\max}$ (44) над $R_{r\max}$ (22) обусловлено при выполнении условия (45) возможностью возбуждения слаборасходящихся акустических пучков, сформированных взаимодействующими с поверхностью океана модами [5]. Такие пучки обладают минимальным геометрическим расхождением волнового фронта и заметно отодвигают от источника дальнюю границу каждой пространственной области дифракционной фокусировки

акустического поля (1). При определенных же частотах излучения и глубинах погружения источника эти пучки могут формировать в глубоководных океанических волноводах с открытым к поверхности подводным звуковым каналом наиболее узкие дальние зоны акустической освещенности [12]. Во-вторых, в отличие от сделанного в [13] неверного физического вывода, в рассматриваемом модельном звуковом канале (5) возбуждается также слаборасходящийся акустический пучок, сформированный рефрагированными модами около горизонтально выходящего из источника особого (каустического) геометроакустического луча [14–16]. Поскольку же для такого луча не выполняется аналогичное при $k \rightarrow \infty$ условие (33) (см. [14, 15]), то само это условие (33) не выполняется также и для формирующих этот пучок рефрагированных бриллюэновских лучей при $\beta_l \rightarrow \beta_p$ (26). Последнее означает, что дальняя граница каждой области дифракционной фокусировки поля соответствующих мод (1) определяется величиной максимального периода переформирования пространственной интерференционной структуры обычного модового пучка $R_{r\max}$ (22).

Таким образом, результаты приближенного анализа зависимостей R_{\min} (6) и R_{\max} (7), выполненного для модельного подводного звукового канала (5), позволяют сделать следующий вывод. При наблюдении дифракционной фокусировки акустического поля в подводном звуковом канале, аналогичном по своим свойствам модельному (5), предпочтительнее выбирать такие частоты излучения и глубины погружения источника, при которых возбуждаются преимущественно рефрагированные моды. При этом для наиболее четкого проявления дифракционной фокусировки пучков на приемлемых для глубоководных океанических волноводов расстояниях удобнее эти параметры фиксировать таким образом, чтобы эффективно возбуждался всего лишь один модовый пучок, который не являлся бы слаборасходящимся.

Теперь, учитывая сделанные выше выводы, обратимся к строгому количественному описанию явления дифракционной фокусировки акустического поля в глубоководном океаническом волноводе с акустически прозрачным дном $z \geq H$ и открытым к поверхности каноническим подводным звуковым каналом [17]:

$$c(z) = c_0[1 + \varepsilon(e^\eta - \eta - 1)], \quad 0 \leq z \leq H, \quad (46)$$

где:

$$\eta = 2(z_0 - z)/H_g, \quad \varepsilon = \gamma H_g/2. \quad (47)$$

Значения входящих в (46), (47) параметров: $c_0 = 1.48$ км/с, $z_0 = 0.9$ км, $H_g = 0.8$ км, $\gamma = 1.14 \times 10^{-2}$ км $^{-1}$, а также глубина водного слоя $H = 5$ км, выбирались совпадающими с использованными в [5].

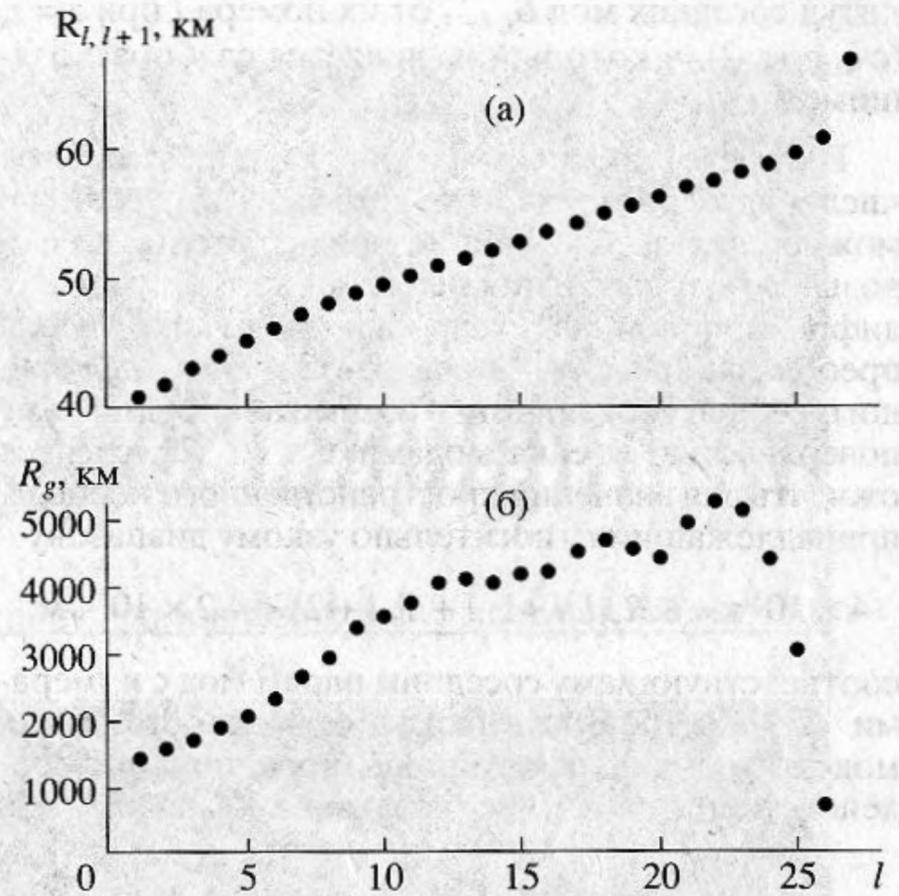


Рис. 1. Зависимости: а – пространственных периодов интерференции соседних мод $R_{l,l+1}$ и б – переформирования интерференционной структуры поля соседних пар мод $R_g(l, l+1; l+1, l+2)$ от номера моды l при $f = 20$ Гц.

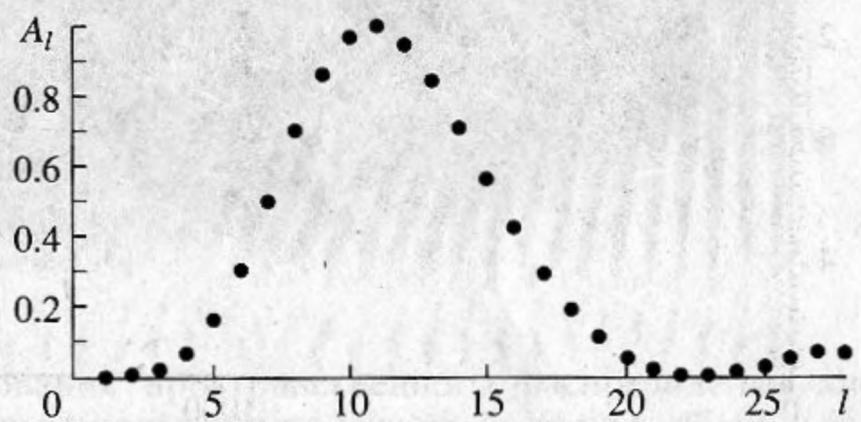


Рис. 2. Нормированная зависимость произведения амплитуд соседних мод $A_l = B_{l,l+1}/\max[B_{l,l+1}]$ от их номера l на глубине источника $z = z_s = 200$ м при $f = 20$ Гц.

Для получения пространственного распределения интенсивности акустического поля $J(r, z)$ по горизонтальному расстоянию и глубине водного слоя воспользуемся здесь строгой модовой теорией [18]. При проведении же соответствующих численных расчетов значение частоты излучения $f = 20$ Гц выберем таким, чтобы у зависимости $R_{l,l+1}$ (4) от l не проявлялся экстремум (см. рис. 1а). Это обеспечит получение приемлемых значений для величины $R_g(l, l+1; l+1, l+2)$ (3) (см. рис. 1б). Кроме того, глубину источника $z_s = 200$ м зададим, исходя из условия эффективного возбуждения всего лишь одного модового пучка, которому отвечает существенно преобладающий по величине максимум у зависимости произведения амплитуд

литуд соседних мод $B_{l,l+1}$ от их номера l при $z = z_s$ (см. рис. 2), и который не является слаборасходящимся.

Из представленных на рис. 1б, 2 результатов численных расчетов соответствующих величин можно сделать следующие предварительные выводы. Во-первых, наиболее заметного проявления дифракционной фокусировки модового пучка, преобладающего по интенсивности сформированного рефрагированными и взаимодействующими с поверхностью океана модами $1 \leq l \leq 22$, следует ожидать для значений пространственного периода, принадлежащим относительно узкому диапазону

$$4 \times 10^3 \text{ км} \leq R_g(l, l+1; l+1, l+2) < 4.2 \times 10^3 \text{ км},$$

соответствующему соседним парам мод с номерами $12 \leq l \leq 16$. Во-вторых, при распространении модового пучка, сформированного лишь взаимодействующими с поверхностью океана модами

$23 \leq l \leq 28$, его дифракционная фокусировка должна заметнее всего проявляться с пространственным периодом $R_g(l, l+1; l+1, l+2) \approx 620 \text{ км}$, отвечающим соседним парам мод для $l = 27$.

Сказанное выше подтверждается представленными на рис. 3 результатами численного расчета пространственного распределения интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$, нормированной на цилиндрическое расхождение волнового фронта. При этом, как видно (см. рис. 3), дифракционная фокусировка преобладающего по интенсивности модового пучка приводит к формированию на расстояниях $r \approx (4-4.2) \times 10^3 \text{ км}$ в первой ($m = 1$) области (1) и на расстояниях $r \approx (8-8.4) \times 10^3 \text{ км}$ во второй ($m = 2$) области (1) зон акустической тени, весьма узких $\Delta r \approx 5 \text{ км}$ вблизи поверхности $0 \leq z \leq z_s$ и достаточно широких $\Delta r \approx 20 \text{ км}$ на глубинах $3 \text{ км} < z < 4 \text{ км}$. Естественно, что ширина этих зон Δr уменьшается с ростом номера m обла-

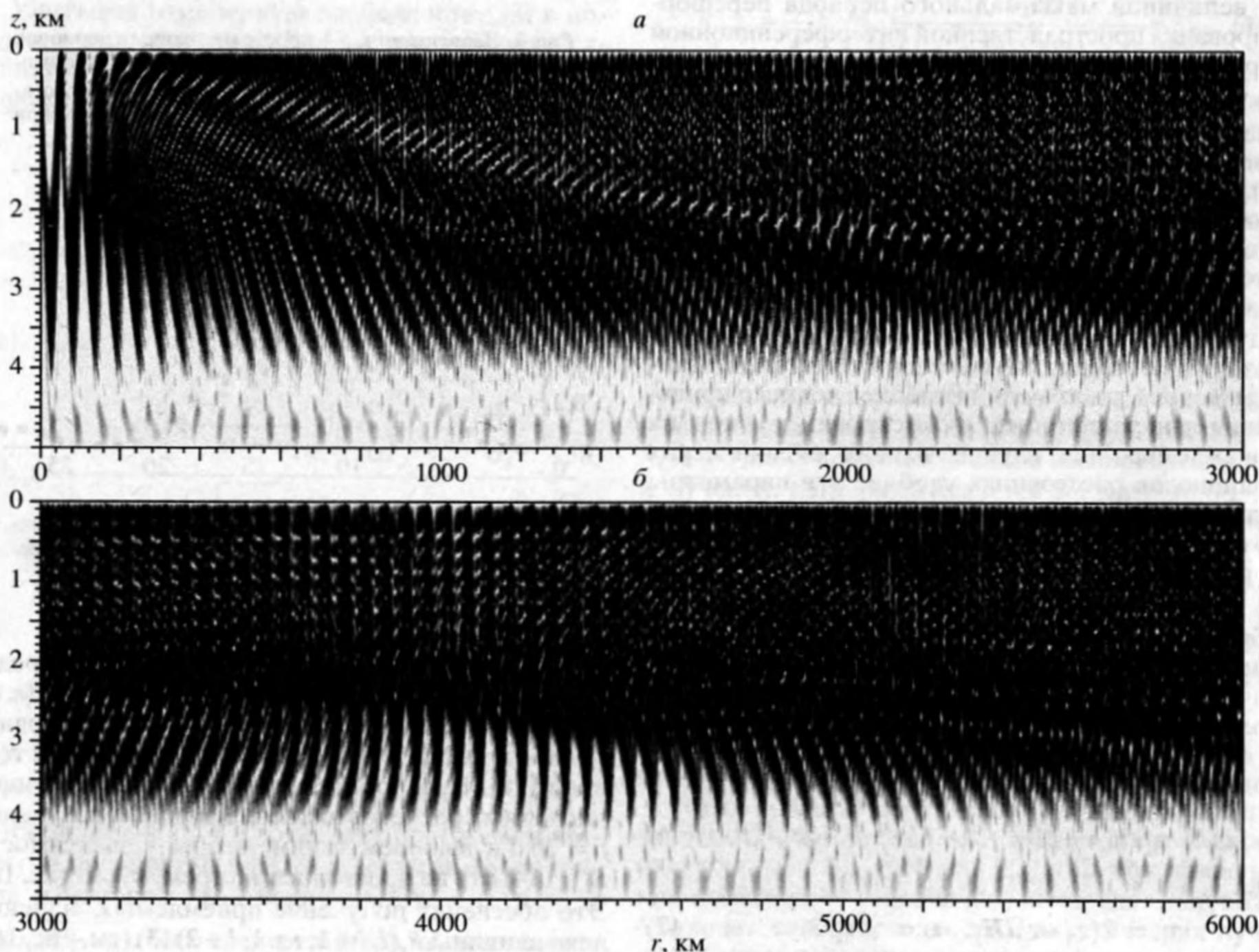


Рис. 3. Пространственное распределение нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ по горизонтальному расстоянию r и глубине z , представленное в плотностной записи с динамическим диапазоном 26 дБ для различных областей: а — $0 \leq r \leq 3 \times 10^3 \text{ км}$, б — $3 \times 10^3 \text{ км} \leq r \leq 6 \times 10^3 \text{ км}$, в — $6 \times 10^3 \text{ км} \leq r \leq 9 \times 10^3 \text{ км}$, г — $9 \times 10^3 \text{ км} \leq r \leq 12 \times 10^3 \text{ км}$; $z_s = 200 \text{ м}$, $f = 20 \text{ Гц}$.

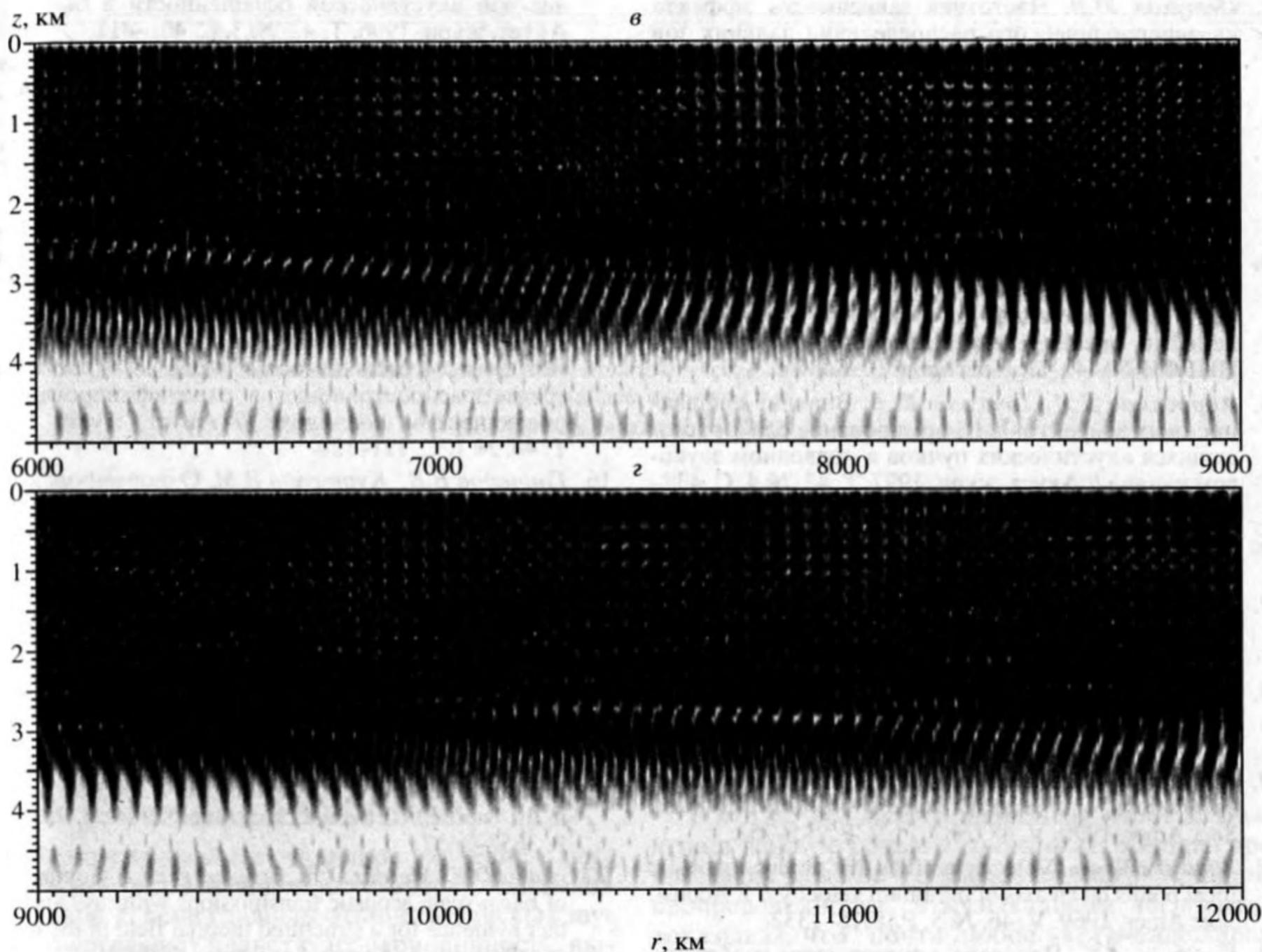


Рис. 3. Окончание.

сти дифракционной фокусировки, вследствие чего вблизи поверхности они едва просматриваются уже при $m = 2$.

В заключение сформулируем основные результаты настоящей работы, которые, по-видимому, необходимо учитывать при моделировании сверхдальнего распространения акустических сигналов [19–21].

1. В рамках простейшей модели глубоководного океанического волновода, с открытым к поверхности подводным звуковым каналом в виде билинейной зависимости квадрата показателя преломления от глубины и акустически прозрачным дном, с использованием приближения ВКБ установлены основные закономерности в поведении пространственных областей фокусировки акустического поля. Основываясь на них, сформулированы условия для оптимального наблюдения дифракционной фокусировки модовых пучков.

2. С учетом выводов приближенного анализа и с использованием строгой модовой теории проведено численное моделирование процесса форми-

рования пространственного распределения интенсивности акустического поля по глубине и горизонтальному расстоянию в глубоководном океаническом волноводе с каноническим профилем скорости звука. Наглядно продемонстрировано, что периодическое по трассе океанического волновода переформирование интерференционной структуры акустического поля приводит к периодической дифракционной фокусировке модовых пучков на определенных расстояниях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов: 96-02-16116-а, 98-02-16402) и КЦФЕ № 97-8.2-78.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петухов Ю.В. Влияние дифракционных и интерференционных эффектов на формирование дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 3. С. 585–588.

2. Петухов Ю.В. Частотная зависимость эффекта квазипериодического распределения дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 5. С. 917–923.
3. Петухов Ю.В. Квазиоптическая теория эффекта периодического пространственного переформирования дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 5. С. 688–695.
4. Петухов Ю.В. Периодическое пространственное переформирование интерференционной структуры и дифракционная фокусировка акустических полей в океанических волноводах // Препринт НИРФИ № 443. Н. Новгород, 1998. 37 с.
5. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Влияние дифракционных эффектов на формирование слаборасходящихся акустических пучков в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 437–444.
6. Edgar R.F. The Fresnel diffraction images of periodic structures // Optica Acta. 1969. V. 16. № 3. P. 281–287.
7. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
8. Nicholas N.C., Uberall H. Range focusing in deep-ocean sound channel with parabolic profiles // J. Acoust. Soc. Amer. 1968. V. 44. № 5. P. 1259–1261.
9. Nicholas N.C., Uberall H. Normal-mode propagation calculations for a parabolic velocity profile // J. Acoust. Soc. Amer. 1970. V. 48. № 3. Pt. 2. P. 745–752.
10. White DeWayne. Velocity profiles that produce acoustic focal points on an axis of minimum velocity // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 46. № 5. P. 1318–1332.
11. Семенов А.Т. Передача акустических изображений по естественным морским волноводам // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 315–317.
12. Петухов Ю.В. Квазиоптическая теория эффекта минимального дифракционного расплывания дальних зон акустической освещенности в океане // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 3. С. 401–411.
13. Caruthers J.W., Khil'ko A.I., Smirnov I.P. Multiscale coherence of the acoustic field of a noise source in randomly inhomogeneous ocean // The formation of acoustical fields in oceanic waveguides. Coherence phenomena / Ed. by Zverev V.A.: N. Novgorod, IAP RAS, 1997. P. 71–113.
14. Петухов Ю.В. Формирование преобладающих по интенсивности узких звуковых пучков в стратифицированных океанических волноводах // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 807–813.
15. Петухов Ю.В. Звуковой пучок с минимальной геометрической расходимостью волнового фронта по трассе распространения в стратифицированном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 111–120.
16. Гончаров В.В., Куртенов В.М. О формировании и распространении слаборасходящихся пучков лучей в горизонтально неоднородном океане // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 5. С. 773–781.
17. Munk W.H. Sound channel in a exponentially stratified ocean with application to SOFAR // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 55. № 2. P. 220–226.
18. Вагин А.В., Мальцев Н.Е. Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане // Вопросы судостроения. Акустика. 1977. № 9. С. 61–81.
19. Prada K., Spiesberger J.L., Terray E. Successful ray modelling of acoustic multipaths over a 3000 km section in the Pacific // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 6. P. 3654–3657.
20. Norris D.E., Merdès D.W., Spiesberger J.L. Comparison of basin-scale acoustic transmissions with rays and further evidence for a structured thermal field in the northeast Pacific // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 1. P. 182–194.
21. Heaney K.D., Kuperman W.A. Very long-range source localization with a small vertical array // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 104. № 4. P. 2149–2159.

Diffraction Focusing of Sound Field in an Underwater Sound Channel

D. I. Abrosimov and Yu. V. Petukhov

For the simplest underwater sound channel modeled by a bilinear depth dependence of the squared refractive index, the main features of the spatial domains of the sound field diffraction focusing are determined in the framework of the WKB approximation. The optimum conditions for the observation of the diffraction focusing of mode beams in natural ocean waveguides are formulated. A numerical simulation of the spatial diffraction focusing of sound field in a sound channel with the canonic sound speed profile is performed. The results of the numerical simulation agree well with those of the approximate analysis.