АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 5, с. 693–699

УДК 534.231.1

ДИФРАКЦИОННАЯ ФОКУСИРОВКА АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ В НЕОДНОРОДНОМ ПО ТРАССЕ МЕЛКОМ МОРЕ

© 2004 г. Ю. В. Петухов

Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46
e-mail: petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 4.08.03 г.

С использованием адиабатического приближения для модового представления акустического поля установлено, что увеличение глубины изоскоростного водного слоя с расстоянием приводит к увеличению эффективности дифракционной фокусировки.

Основные закономерности, проявляющиеся при формировании зон дифракционной фокусировки акустических полей в однородных по трассе океанических волноводах достаточно подробно рассмотрены аналитически и численно в [1–7]. Для плавнонеоднородных же по трассе океанических волноводов получены лишь весьма общие соотношения (см. [8]), позволяющие оценивать влияние соответствующих горизонтальных неоднородностей на расположение и ширину зон дифракционной фокусировки акустических полей, а также на изменение ее эффективности. Однако, как и в [1–7], для плавнонеоднородных по трассе океанических волноводов также представляется важным анализ результатов численного моделирования при конкретных условиях распространения акустических сигналов. Это обусловлено необходимостью количественного определения интенсивностей акустических полей и их изменений в соответствующих зонах дифракционной фокусировки в зависимости от степени горизонтальной неоднородности океанического волновода.

Именно поэтому настоящая работа, являющаяся фактически продолжением [8], посвящена численному моделированию процесса формирования зон дифракционной фокусировки в простейшем модельном волноводе Пекериса с увеличивающейся по трассе глубиной водного слоя. При этом основная цель данного исследования состоит в проверке и количественном описании предсказанного в [8] явления увеличения эффективности дифракционной фокусировки акустических полей в океанических волноводах с увеличивающимся по трассе вертикальным масштабом неоднородности.

Как и в [8], при решении поставленной задачи воспользуемся адиабатическим приближением для модового представления полей в плавнонеоднородных по трассе волноводах, предполагая выполнение условий его применимости [9, 10]. Тогда для пространственной зависимости интенсивности $J(r, z)$ акустического поля от горизонтального расстояния r и глубины приема z получим следующее выражение:

$$J(r,z) = 2\pi p_0^2 \frac{R_0^2}{r} \times \tag{1}$$
$$\times \left\{ \sum_{l=1}^{L} |A_l(r,z)|^2 + \sum_{l \neq l'}^{L} \sum_{l'=1}^{L} A_l(r,z) A_{l'}(r,z) \cos\left[\frac{2\pi r}{\bar{R}_{l,l'}}\right] \right\}.$$

Здесь (см. (1)):

$$A_l(r,z) = \psi_l(z_s, 0)\psi_l(z, r)/\sqrt{k_l(r)} \tag{2}$$

– амплитуда моды с номером l, $k_l(r)$ – ее горизонтальное волновое число, а $\psi_l(z, r)$ – соответствующая этой моде ортонормированная собственная функция, определенная для волновода сравнения, $L = \max\{l\}$ – число возбуждаемых мод на циклической частоте излучения ω; z_s – глубина погружения источника, p_0 – амплитуда возмущения давления, создаваемого точечным источником в соответствующей однородной среде на сферической поверхности радиуса R_0. В (1) также введена величина

$$\bar{R}_{l,l'}(r) = r/\int_0^r \frac{dr}{R_{l,l'}(r)}, \tag{3}$$

отвечающая пространственному масштабу интерференции мод с номерами l и l', в которой

$$R_{l,l'}(r) = \frac{2\pi}{k_l(r) - k_{l'}(r)}. \tag{4}$$

Для дальнейшего следует обратить внимание на одно весьма важное обстоятельство, касающееся наиболее информативного представления результатов численного моделирования. При описании процесса формирования зон дифракционной фокусировки в однородных по трассе океанических волноводах всегда анализировалось поведение нормированного на геометрическое (цилиндрическое) расхождение волнового фронта пространственного распределения интенсивности $J_0(r, z) = \frac{r}{R_0} J(r, z)/p_0^2$ акустического поля (см. [1–7]). При изучении эффективности дифракционной фокусировки в плавнонеоднородных по трассе океанических волноводах необходимо учитывать дополнительное по сравнению с цилиндрическим законом геометрическое расхождение (или фокусирование) волнового фронта, обусловленное изменением вертикального масштаба неоднородности с расстоянием [10]. Поскольку же соответствующие дополнительные изменения волновых фронтов целиком определяются амплитудами возбуждаемых мод, то для решения поставленной задачи представляется оптимальным следующая нормировка интенсивности акустического поля:

$$J_H(r, z) = \frac{r}{p_0^2 R_0} S(r) J(r, z), \tag{5}$$

в которой

$$S(r) = \Phi(r = 0)/\Phi(r), \quad \Phi(r) = \frac{1}{H}\sum_{l=1}^{L}\int_0^H |A_l(r, z)|^2 dz, \tag{6}$$

где $H(r)$ – изменяющаяся по трассе глубина водного слоя. Из сравнения выражений (1) и (5), (6) видно, что величина $J_H(r, z)$ отвечает интенсивности акустического поля, нормированной на усредненную по глубине водного слоя некогерентную ее составляющую.

С учетом сказанного выше проиллюстрируем теперь характерные закономерности явления дифракционной фокусировки акустических полей в плавнонеоднородных по трассе океанических волноводах результатами численного моделирования пространственного распределения интенсивности акустического поля в волноводе Пекериса с увеличивающейся по трассе глубиной водного слоя:

$$H(r) = \begin{cases} H_0, & 0 \le r \le r_0 \\ H_0\left(1 + \frac{r - r_0}{R_H}\right), & r_0 \le r \le r_s \\ H_s, & r \ge r_s. \end{cases} \tag{7}$$

Здесь: H_0 – глубина водного слоя на однородном и относительно мелководном участке волновода, ограниченном расстоянием r_0; H_s – глубина однородного и относительно глубоководного участка волновода, начинающегося с расстояния r_s;

$$R_H = \frac{r_s - r_0}{H_s - H_0}. \tag{8}$$

С целью наиболее заметного выделения зон дифракционной фокусировки предположим, что, как и в [6, 7], источником тонального акустического излучения является линейная вертикальная антенна с апертурой h, расположенная на глубине $z_0 = H/2$ и расстоянии $r = 0$. Поскольку же в рассматриваемом волноводе зоны дифракционной фокусировки формируются в основном модами низких номеров (см. [3]), то предположим также, что фазовое распределение коэффициента возбуждения по апертуре отсутствует, а соответствующее амплитудное распределение выберем с целью упрощения расчетов постоянным.

Тогда под амплитудой моды в (1) будем понимать величину

$$A_l(r, z) \Rightarrow \frac{A_l(r, z)}{\sin(kz_s\xi_l)} B_l(z_0, h), \tag{9}$$

в которой амплитуда моды при точечном источнике возбуждения $A_l(r, z)$ (2), определяется через собственные функции волновода сравнения

$$\psi_l(z, r) = \frac{\sin(kz\xi_l)}{\sqrt{H}F_l},$$
$$F_l = \left\{1 + \frac{1}{b}\left(\frac{\varepsilon}{\chi_l}\right)^2 \frac{\sin^2\chi_l}{\sqrt{\varepsilon^2 - \chi_l^2}}\right\}^{1/2}, \tag{10}$$

а характеристика направленности антенны $B_l(z_0, h)$ на моду соответствующего номера имеет следующий вид

$$B_l(z_0, h) = \frac{1}{k_0 h \xi_l(0)}\left\{\cos\left[k_0 z_0 \xi_l(0)\left(1 - \frac{h}{2z_0}\right)\right] - \right.$$
$$\left. - \cos\left[k_0 z_0 \xi_l(0)\left(1 + \frac{h}{2z_0}\right)\right]\right\}. \tag{11}$$

В (9)–(11) введены следующие безразмерные величины:

$$\xi_l(r) = \sqrt{1 - \left(\frac{k_l}{k}\right)^2}, \quad \chi_l(r) = kH\xi_l, \quad b = \rho_g/\rho_0,$$
$$\varepsilon = kH(1 - n_g^2), \quad n_g = c_0/c_g, \tag{12}$$

где c_0 и c_g – скорости звука в водном слое и жидком дне, а ρ_0 и ρ_g – плотности соответствующих

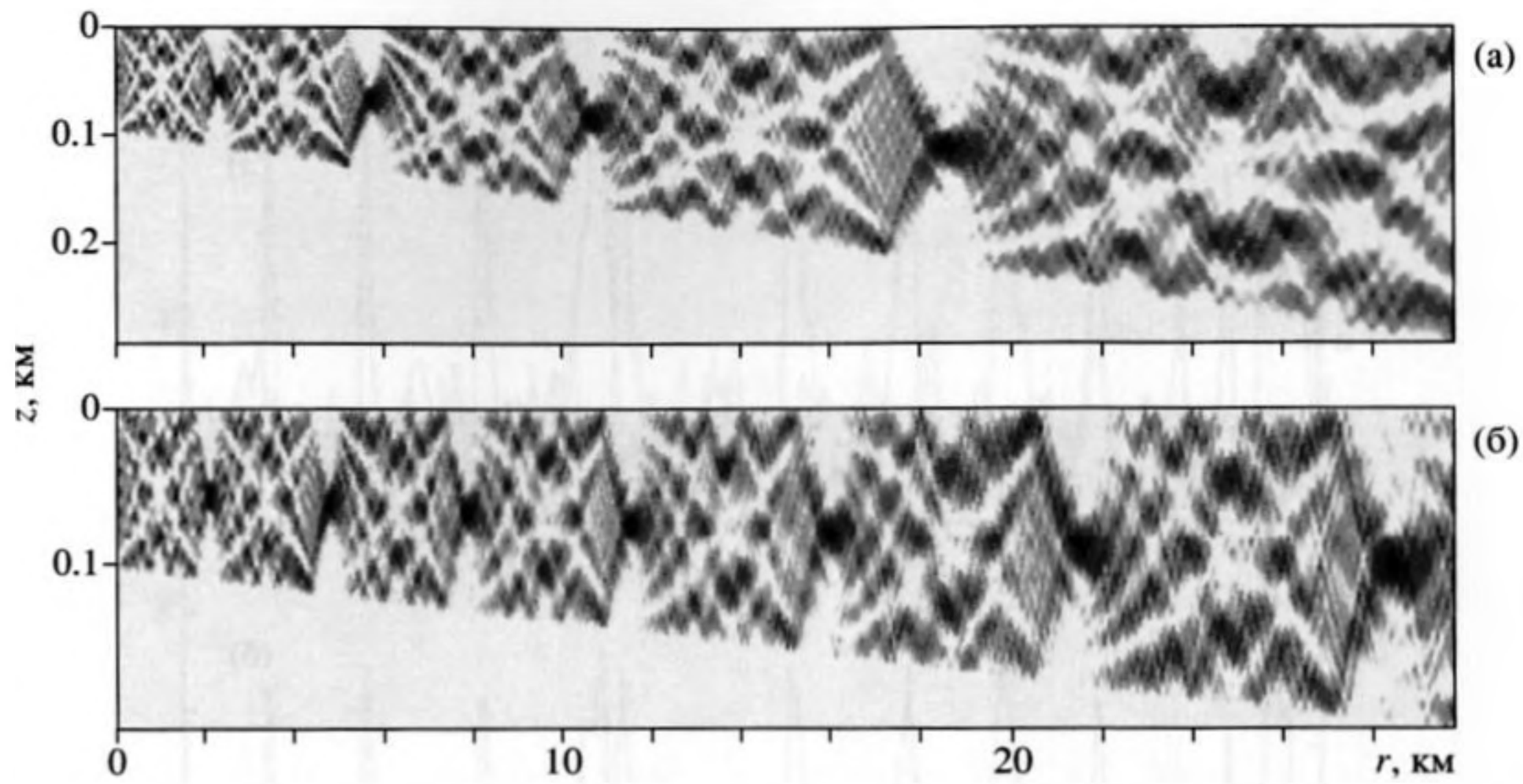

Рис. 1. Представленные в плотностной записи с динамическим диапазоном 16 дБ пространственные зависимости нормированной интенсивности $J_H(r, z)$ (5) при $H_s = 300$ м – (а) и $H_s = 200$ м – (б) для $h/\lambda = 3$.

сред. При этом горизонтальные волновые числа мод определяются из дисперсионного уравнения для волновода сравнения [9]:

$$\frac{b\chi_l}{\mathrm{tg}\chi_l} + \sqrt{\varepsilon^2 - \chi_l^2} = 0. \qquad (13)$$

Здесь следует отметить, что в рассматриваемой ситуации (см. (7)), обусловленное увеличением глубины водного слоя с расстоянием на участке $r_0 \le r \le r_s$, дополнительное – "чисто" геометрическое – расхождение волнового фронта мод относительно низких номеров для $l/kH \ll 1$ характеризуется аналогичным "цилиндрическим законом" $1/\sqrt{H}$, с очевидностью следующим из (10), в предположении абсолютно жесткого дна ($1/b = 0$, $F_l = 1$). Поэтому, учитывая лишь моды с относительно малыми углами скольжения, вносящие основной вклад в формирование зон дифракционной фокусировки в этом волноводе, из (6) находим следующую приближенную зависимость $S(r) \approx H/H_0$.

Очевидно, что функция $F_l > 1$ характеризует уже дифракционное расхождение волнового поля каждой моды, обусловленное распространением соответствующей ей части энергии в жидком дне и являющееся аналогом эффектов, наблюдающихся при полном внутреннем отражении акустических пучков от границы раздела жидких сред [11, 12]. Изменения дифракционной расходимости $F_l(r)$ волнового поля моды с расстоянием вызваны изменениями угла падения соответствующей ей квазиплоской волны на поверхность дна.

При проведении численных расчетов зависимости $J_H(r, z)$, с целью преемственности приведенных в [1–7] и полученных здесь результатов, выбирались следующие значения параметров излучения и акустических характеристик океанического волновода (7): $f = 3 \times 10^2$ Гц, $h/\lambda = 3$–3.6, $\lambda = c/f$, $z_0 = 50$ м, $R_0 = 1$ м, $r_0 = 0$; $H_0 = 10^2$ м, $H_s = 200$–300 м, $r_s = 3 \times 10^4$ м, $c = 1.5 \times 10^3$ м/с, $c_g = 1.7 \times 10^3$ м/с, $b = 1.6$.

Из представленных на рис. 1 зависимостей $J_H(r, z)$ следует, что при выбранных условиях излучения зоны дифракционной фокусировки располагаются на средней глубине водного слоя $z = H/2$. При этом характерное расстояние между соседними зонами увеличивается и составляет лишь четвертую часть

$$R_1(r) = \frac{1}{4}\bar{R}_{\max}(r) \qquad (14)$$

от соответствующей величины

$$\bar{R}_{\max}(r) = \max\{\bar{R}_g(l, l'; n, n'; r)\}, \qquad (15)$$

$$\bar{R}_g(l, l'; n, n'; r) = r\Big/\left|\int_0^r \frac{dr}{R_g(l, l'; n, n'; r)}\right|, \qquad (16)$$

характеризующей максимальный пространственный масштаб проявления дифракционной фокусировки в плавнонеоднородных по трассе океанических волноводах (см. [8]). В (16) величину

$$R_g(l, l'; n, n'; r) = \frac{R_{l,l'}(r)R_{n,n'}(r)}{|R_{l,l'}(r) - R_{n,n'}(r)|} \qquad (17)$$

можно интерпретировать как период переформирования интерференционной структуры для различных пар мод с номерами l, l' и n, n' в волноводе сравнения.

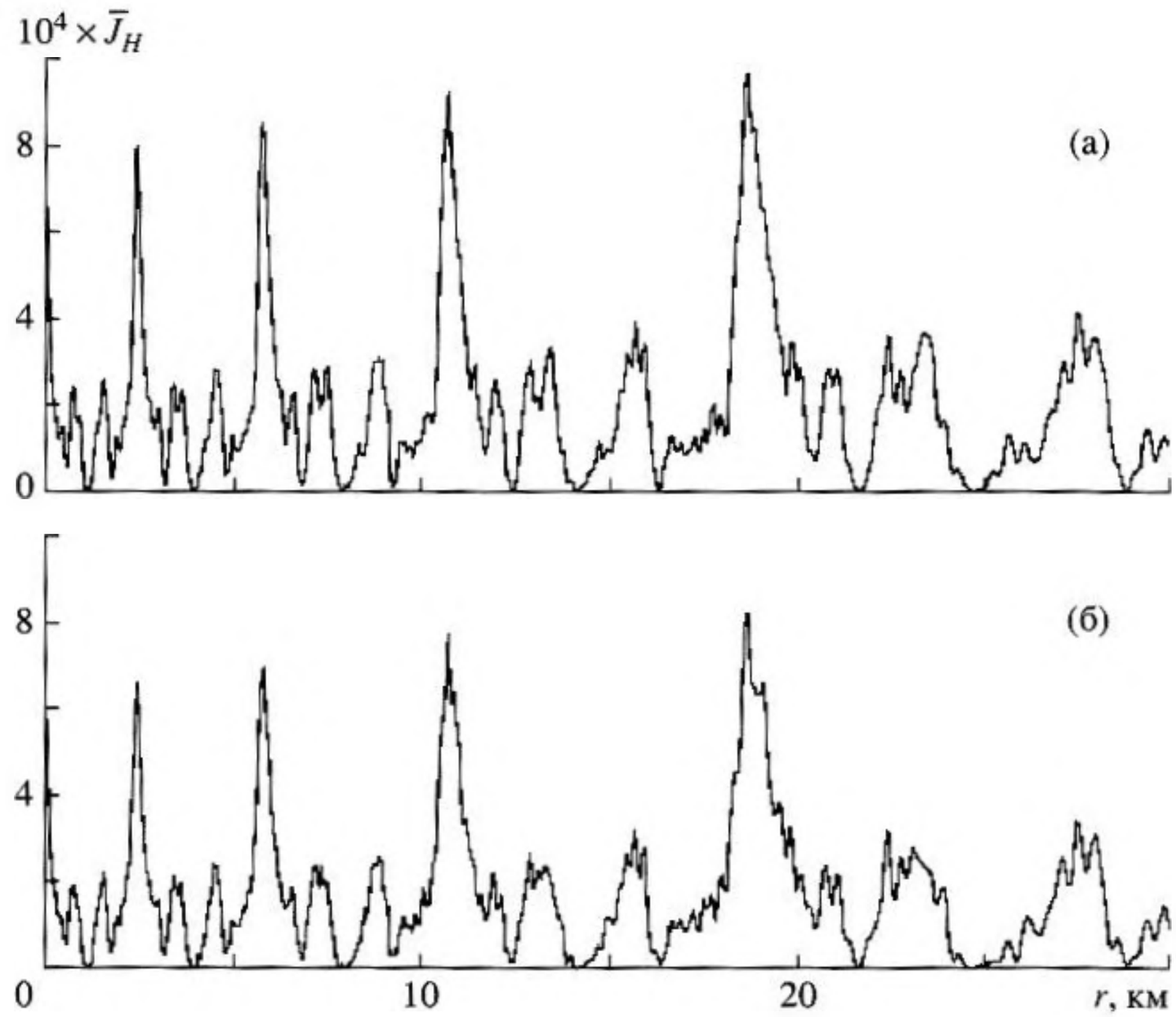

Рис. 2. Зависимости от горизонтального расстояния r нормированной интенсивности $\bar{J}_H(r, z = H/2)$ (18) при $h/\lambda = 3$ – (а) и $h/\lambda = 3.6$ – (б) для $H_s = 300$ м.

Как показано в [7], соотношение (14) является следствием того, что зоны дифракционной фокусировки формируются модами преимущественно одной четности, в данном случае – модами нечетных номеров.

Явление же возрастания эффективности дифракционной фокусировки акустического поля по мере увеличения вертикального масштаба неоднородности волновода с расстоянием, в данном случае глубины водного слоя, наглядно иллюстрируют приведенные на рис. 2, 3 зависимости от горизонтального расстояния усредненной по глубине нормированной интенсивности при $z = H/2$:

$$\bar{J}_H\left(r, z = \frac{H}{2}\right) = \frac{1}{\Delta z}\int_{z_1}^{z_2} J_H(r, z)dz, \qquad (18)$$

где $\Delta z = H_s/20$, $z_1 = \frac{H}{2} - \Delta z/2$, $z_2 = \frac{H}{2} + \Delta z/2$. Причем с уменьшением R_H (8) возрастает усиление дифракционной фокусировки на неоднородном участке волновода (см. рис. 2, 3) в соответствии с результатами аналитических исследований в [8].

Здесь следует отметить также, что с увеличением апертуры излучающей антенны уменьшается эффективность дифракционной фокусировки на неоднородном участке волновода (см. рис. 2, 3). Это объясняется тем, что с ростом h коэффициент возбуждения мод антенной

$$G_l = \left|\psi_l(z_s, 0)\frac{B_l(z_0, h)}{\sin(kz_s\xi_l)}\right| \qquad (19)$$

заметнее всего уменьшается для мод относительно высоких номеров, которые, как следует из результатов аналитических исследований (см. [8]), начинают оказывать все большее влияние на формирование зон дифракционной фокусировки по мере увеличения глубины водного слоя и, тем самым, определяют соответствующее изменение эффективности дифракционной фокусировки на неоднородном участке волновода.

В рамках использованной модели (7) мелководного океанического волновода представляет интерес рассмотреть влияние поглощения акустической энергии в дне на формирование зон дифракционной фокусировки.

Если характеризовать поглощающие свойства дна некоторым числом α, обычно существенно меньшим единицы $\alpha = 10^{-3}$–10^{-2} [13], то, добавляя к волновому числу распространяющейся в дне волны k_g соответствующее мнимое слагаемое

$$k_g = kn_g\left(1 + i\frac{\alpha}{2}\right), \qquad (20)$$

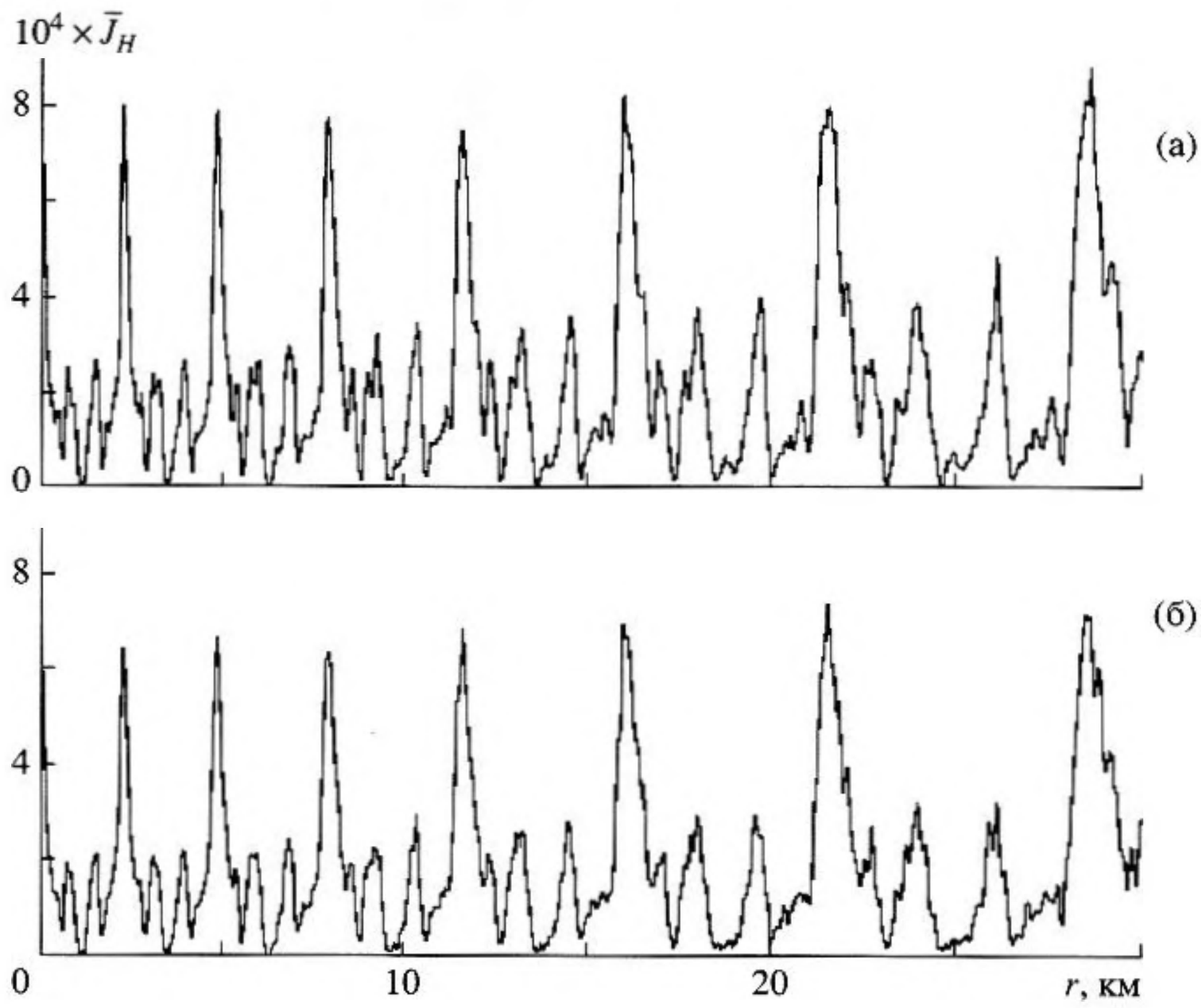

Рис. 3. Зависимости от горизонтального расстояния r нормированной интенсивности $\bar{J}_H(r, z = H/2)$ (18) при $h/\lambda = 3$ – (а) $h/\lambda = 3.6$ – (б) для $H_s = 200$ м.

в рамках теории возмущений можно получить следующее выражение для коэффициента затухания мод волновода сравнения [13]:

$$\gamma_l(r) = \\ = \frac{\alpha}{H} b n_g^2 \xi_l^2 \frac{k}{k_l} / \eta_l \left[\eta_l^2 + (b\xi_l)^2 + \frac{b}{kH\eta_l}(1 - n_g^2) \right], \quad (21)$$

где

$$\eta_l = \sqrt{(k_l/k)^2 - n_g^2}. \quad (22)$$

Естественно, что с учетом затухания амплитуда мод будет определяться выражением (9), умноженным на соответствующий экспоненциальный множитель

$$A_l(r, z) \Rightarrow A_l(r, z) \exp\left(-\int_0^r \gamma_l(r) dr \right). \quad (23)$$

Как известно [13], в однородном по трассе волноводе Пекериса коэффициент затухания мод резко возрастает с увеличением их номера, а именно – по квадратичному закону $\gamma_l \sim l^2$ для мод относительно низких номеров. Поэтому в рассматриваемом случае (7) затухание мод может заметно ослабить проявление эффекта усиления дифракционной фокусировки акустического поля на неоднородном участке волновода. В самом деле, при достаточной протяженности r_0 однородного участка волновода моды относительно высоких номеров существенно уменьшатся по амплитуде по сравнению с амплитудами мод относительно низких номеров и не смогут повлиять на формирование зон дифракционной фокусировки на участке волновода с увеличивающейся глубиной водного слоя и, тем самым, не смогут обеспечить заметного усиления дифракционной фокусировки.

Если же излучающая антенна располагается вблизи неоднородного участка волновода $r_0 = 0$, протяженность которого достаточно велика, то влияние затухания мод может привести к прекращению усиления дифракционной фокусировки в определенной области расстояний, где вкладом мод относительно высоких номеров можно пренебречь. Однако, в отличие от первого случая, здесь влияние затухания мод будет в меньшей степени сказываться на формировании зон дифракционной фокусировки, поскольку величина γ_l резко уменьшается с увеличением глубины водного слоя, а именно: $\gamma_l \sim (H_0/H)^{3+\alpha_1}$, где $\alpha_1 = 0$ для мод относительно низких номеров и $\alpha_1 \sim (H_0/H)^{\alpha_2}$ с $2 < \alpha_2 < 3$ для мод относительно высоких номеров.

Сказанное подтверждается приведенными на рис. 4 зависимостями $\bar{J}_H(r)$, полученными с уче-

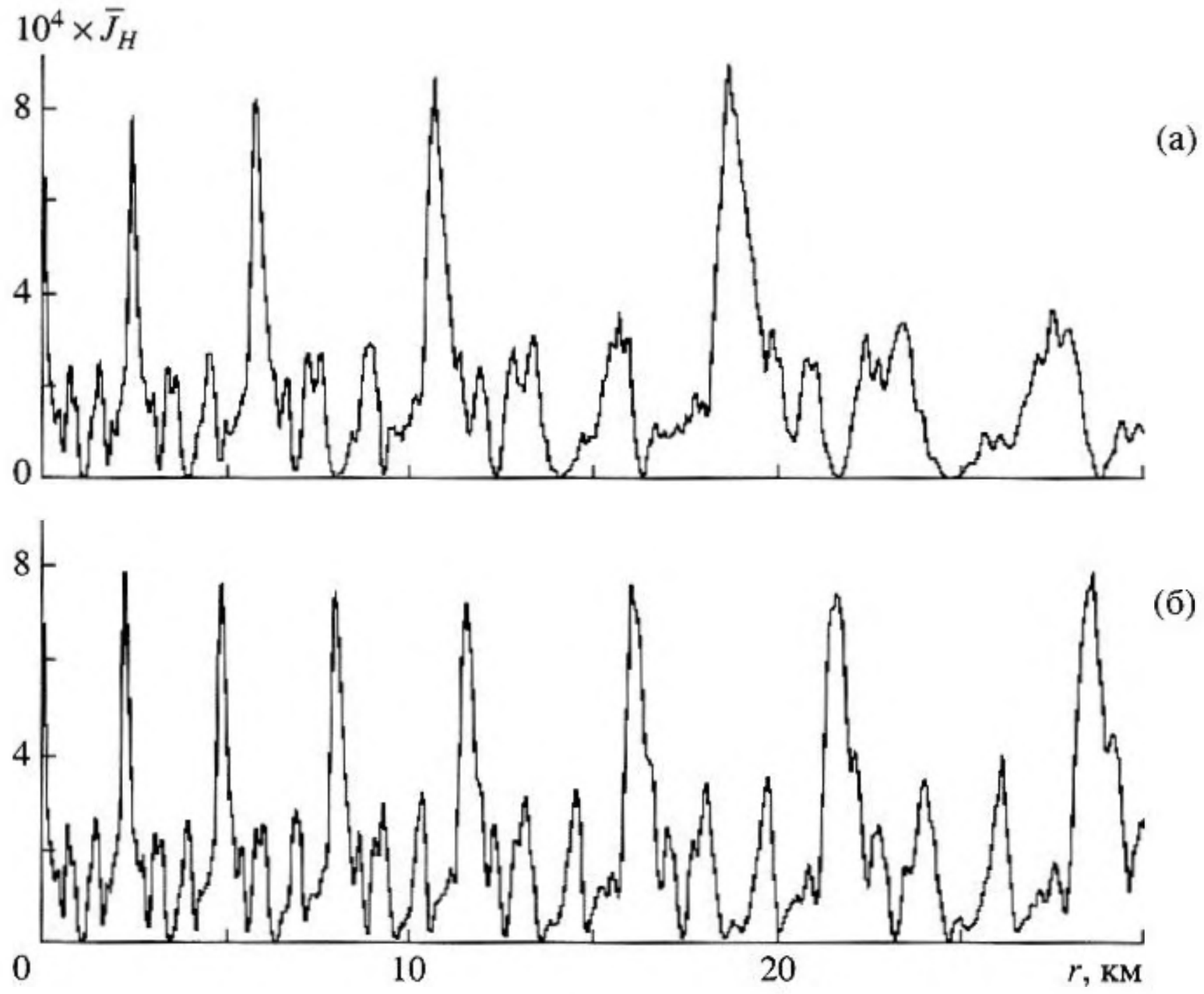

Рис. 4. Изменение нормированной интенсивности $\bar{J}_H(r, z = H/2)$ (18) с расстоянием r при наличии поглощения в дне: $H_s = 300$ м –(а) и $H_s = 200$ м – (б) для $h/\lambda = 3$.

том поглощения в дне $\alpha = 0.006$, соответствующего затуханию акустических волн 30 дБ/км. Как видно (см. рис. 4), чем резче увеличение глубины водного слоя на фиксированном участке волновода, тем заметнее проявляется усиление дифракционной фокусировки, что объясняется соответственно более резкими уменьшениями относительной величины $\bar{R}_g(l, l', n, n'; r)/\bar{R}_{\max}(r)$ (см. (15), (16)) и коэффициента затухания γ_l (21).

Таким образом, результаты численного моделирования пространственного распределения нормированной на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивности акустического поля (5) в волноводе Пекериса с увеличивающейся по трассе глубиной водного слоя достаточно наглядно подтверждают сделанный в [8] из аналитических расчетов вывод о возрастании эффективности дифракционной фокусировки акустических полей в океанических волноводах с увеличивающимся по трассе вертикальным масштабом неоднородности. При этом, происходит возрастание нормированной интенсивности акустического поля в зонах дифракционной фокусировки несмотря на то, что расстояние до соответствующих зон увеличивается.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта: 00-05-64604).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Петухов Ю.В.* Периодическое пространственное переформирование интерференционной структуры и дифракционная фокусировка акустических полей в океанических волноводах // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 384–391.
2. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.* Дифракционная фокусировка акустического поля в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 2. С. 149–156.
3. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.* Особенности пространственной интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 1. С. 5–12.
4. *Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.* Пространственно-частотная интерференционная структура акустических полей в океанических волноводах // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 3. С. 313–319.
5. *Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.* Особенности пространственно – временной структуры акустических сигналов в многомодовых океанических волноводах // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 4. С. 451–459.
6. *Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.* Влияние осадочного слоя дна на дифракционную фокусировку акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 590–596.
7. *Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.* Влияние стратификации скорости звука в осадочном слое дна на дифракционную фокусировку акустического поля в мелком море // Препринт № 555. Н. Новгород:

ИПФ РАН, 2001. 15 с. // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 5. С. 602–608.

8. *Петухов Ю.В.* Дифракционная фокусировка акустических полей в плавнонеоднородных по трассе океанических волноводах // Препринт № 571. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2001. 16 с. // Акуст. журн. 2004. № 2.
9. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат. 1982. 264 с.
10. *Барридж Р., Вейнберг Г.* Горизонтальные лучи и вертикальные моды. Распространение волн и подводная акустика/Под. ред. Дж. Б. Келлера, Дж.С. Пападакиса. М.: Мир, 1980. С. 76–125.
11. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 243 с.
12. *Tindle C.T., Weston D.E.* Connection of acoustic beam displacement, cycle distance and attenuation for rays and normal modes // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 67. № 5. P. 1614–1622.
13. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.

Diffraction Focusing of the Sound Field of a Vertical Antenna Array in a Range-Dependent Shallow Sea

Yu. V. Petukhov

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603600 Russia
e-mail: petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—Using the adiabatic approximation for the mode representation of the sound field, it is shown that the efficiency of the diffraction focusing grows when the thickness of the isovelocity water layer increases with distance.