

УДК 534.231.1

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ СЛАБОРАСХОДЯЩИХСЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

© 1997 г. Д. И. Абросимов*, Ю. В. Петухов**

* Институт прикладной физики РАН
603600 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

** Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт
603600 Н. Новгород, ул. Большая Печерская, 25

Поступила в редакцию 22.03.96 г.

Выяснено, что даже при достаточно высоких частотах излучения, когда реализуются условия многомодового режима распространения акустических сигналов в подводном звуковом канале, дифракционные эффекты, проявляющиеся в формировании принципиально многопучковой пространственной интерференционной структуры акустического поля, существенно влияют на формирование весьма узких слаборасходящихся акустических пучков около соответствующих им акустических лучей.

Как известно [1–3], в стратифицированных океанических волноводах даже при ненаправленном источнике излучения возможно формирование слаборасходящихся акустических пучков около соответствующих им особых лучей. При заданной глубине источника z_s этим особым – акустическим – лучам отвечают достаточно гладкие минимумы в угловой зависимости длины цикла лучей $D(\chi_s)$, где χ_s – угол скольжения на горизонте источника (см. [1–3]). Поэтому слаборасходящиеся акустические пучки проявляются в пространственном распределении (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) интенсивности акустического поля $J(r, z)$ как весьма узкие области повышенных значений $J(r, z)$ (см. [1–4]).

Корректное описание формирования и распространения слаборасходящихся акустических пучков с использованием геометроакустического приближения для поля в волноводе затруднено (см. [2, 3]) вследствие проявления дифракционных эффектов, которые не учитываются в этом приближении и приводят, как показано в [4] с использованием модовой теории, к существенной частотной зависимости ширины этих пучков и интенсивности поля в них.

Именно поэтому целью настоящей работы является исследование влияния дифракционных эффектов на формирование пространственной (по z и r) интерференционной структуры акустического поля и, тем самым, слаборасходящихся акустических пучков в глубоководном океаническом волноводе с открытым к поверхности подводным звуковым каналом и акустически прозрачным дном (см. рис. 1).

Возможность формирования слаборасходящихся акустических пучков в таком волноводе следует хотя бы из существования гладкого минимума у зависимости длины цикла лучей $D(c_\phi)$ от фазовой скорости c_ϕ распространяющихся вдоль них сигналов, расположенного в диапазоне изменения c_ϕ , отвечающем отраженным от свободной поверхности океана лучам (см. рис. 2). Проявление же дифракционных эффектов в $J(r, z)$ при заданной

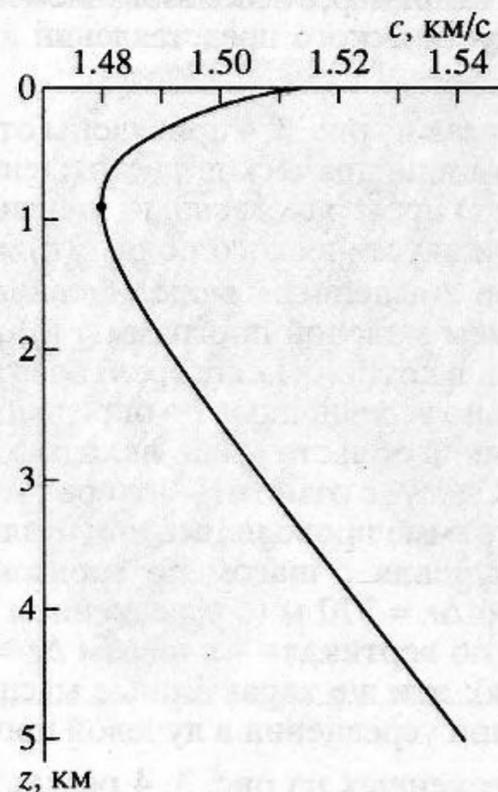


Рис. 1. Зависимость скорости звука $c(z)$ от глубины z , использованная при численном моделировании.

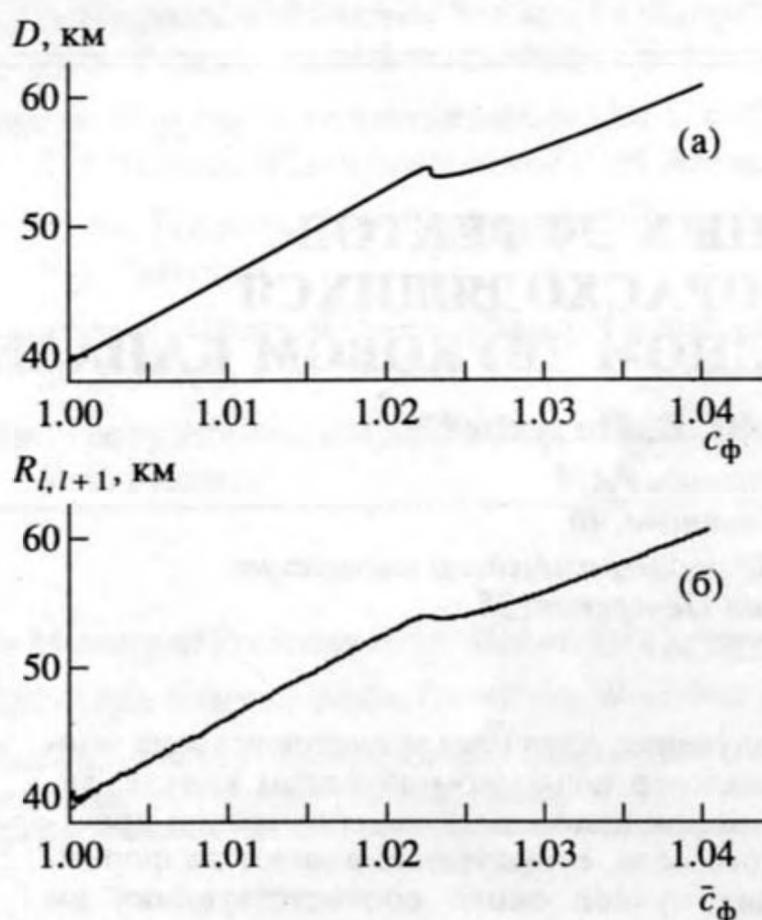


Рис. 2. Зависимость длины цикла луча $D(c_\phi)$ от безразмерной величины фазовой скорости $c_\phi = c(z_s)/c_0 \cos \chi_s$ акустических сигналов вдоль него при $z_s = z_0$ (а) и пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(\bar{c}_\phi)$ от безразмерной величины средней фазовой скорости $\bar{c}_\phi = (c_l + c_{l+1})/2c_0$ этих мод при $f = 1$ кГц (б).

на рис. 1 стратификации скорости звука $c(z)$, так же как и в случае произвольной зависимости $c(z)$, может быть обнаружено при сравнении пространственных распределений интенсивности $J(r, z)$, рассчитанных, например, с использованием модового и геометроакустического представлений для поля в волноводе.

В этой связи на рис. 3, 4 приведены отнормированные (на цилиндрическое расхождение волнового фронта) пространственные зависимости интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$, полученные численным моделированием с использованием модовой программы [5] и лучевой программы, в которой некогерентно суммируются изначально усредненные по определенной пространственной области $\Delta r \Delta z$ вклады отдельных лучей [5]. Следует отметить, что расчеты по модовой программе проводились при различных частотах излучения с шагом по горизонтальному расстоянию $\Delta r = 370$ м (с усреднением по десяти точкам), а по вертикали – с шагом $\Delta z = 14$ м (без усреднения); эти же характерные масштабы выбирались при усреднении в лучевой программе.

Из приведенных на рис. 3, 4 результатов численного моделирования можно сделать определенные и весьма общие выводы о влиянии дифракционных эффектов на пространственное

распределение интенсивности акустического поля в стратифицированных океанических волноводах.

Во-первых, по мере увеличения частоты излучения f или глубины погружения источника z_s формируется все более многопучковая структура акустического поля с уменьшающейся шириной каждого пучка (см. рис. 3а–3д, 4а, 4б), которая не описывается в рамках геометроакустического приближения при некогерентном суммировании усредненных вкладов отдельных лучей (см. рис. 3е, 4в). Обнаруженная принципиально пучковая структура акустического поля в подводном звуковом канале обусловлена осцилляционной зависимостью интенсивности возбуждаемых мод $J_{l,l}(l)$ от их номера l на горизонте источника $z_s = z$ с характерными “периодами”, уменьшающимися с ростом частоты излучения и глубины погружения источника (см. рис. 5). Под интенсивностью моды здесь понимается величина, равная квадрату ее амплитуды, определяемой, в свою очередь, через произведение нормированных собственных функций волновода, вычисленных при соответствующих глубинах погружения корреспондирующих точек; поэтому $J_{l,l}(l)$ на горизонте источника совпадает с точностью до постоянного множителя с четвертой степенью коэффициента возбуждения мод $B_l^4(l)$.

Принципиальные закономерности формирования пучковой структуры акустического поля точечным источником в стратифицированном океаническом волноводе могут быть описаны в аналитическом виде с использованием ВКБ приближения для модового представления поля [6]. При таком подходе зависимость интенсивности моды от ее номера можно представить в следующем виде [7]:

$$J_{l,l}(l) = \frac{16\beta_l^2}{D_l^2 \gamma_l(z_s) \gamma_l(z)} \times \begin{cases} \sin^2 [F_l(z_s)] \sin^2 [F_l(z)], & n(0) < \beta_l < n(z_s), \\ \sin^2 [\Phi_l(z_s)] \sin^2 [\Phi_l(z)], & n(H) < \beta_l < n(0), \end{cases} \quad (1)$$

где

$$\beta_l = \xi_l/k_0, \quad \gamma_l(z) = \sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}, \quad (2)$$

$$D_l = 2\beta_l \int_{z'}^{z_{in}} \frac{dz}{\gamma_l(z)}, \quad k_0 = \omega/c_0, \quad n(z) = c_0/c(z);$$

$$F_l(z) = k_0 \int_{z_{in}}^z \gamma_l(z) dz + \frac{\pi}{4}, \quad \Phi_l(z) = k_0 \int_0^z \gamma_l(z) dz. \quad (3)$$

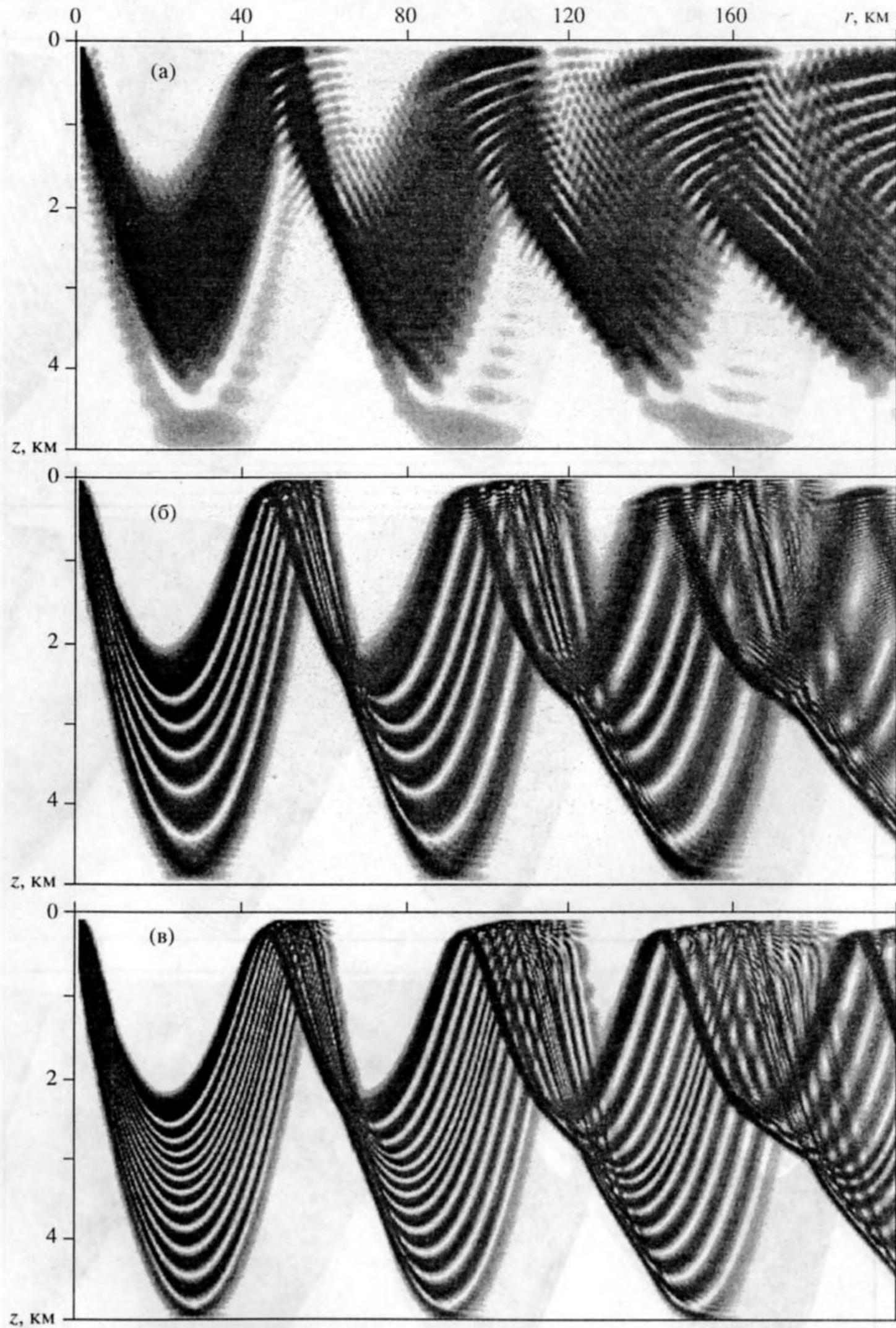


Рис. 3. Представленные в плотностной записи пространственные распределения отнормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$, рассчитанные при $z_s = 200$ м с использованием модовой программы [5] для $f = 20$ Гц (а), $f = 100$ Гц (б), $f = 200$ Гц (в), $f = 500$ Гц (г), $f = 1$ кГц (д) и лучевой программы [5] (е). Динамический диапазон изменения $J_0(r, z)$ составляет 30 дБ.

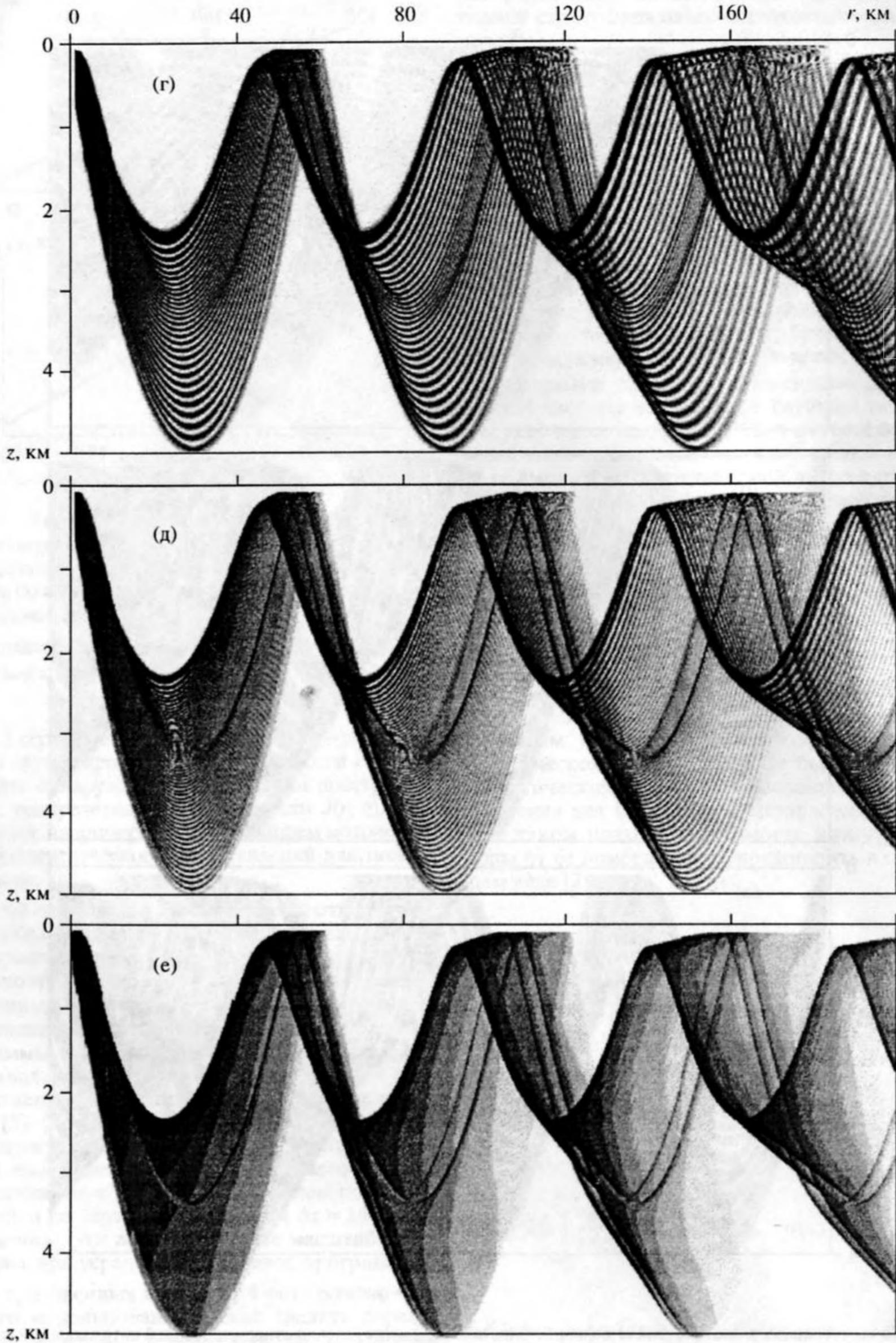


Рис. 3. Окончание.

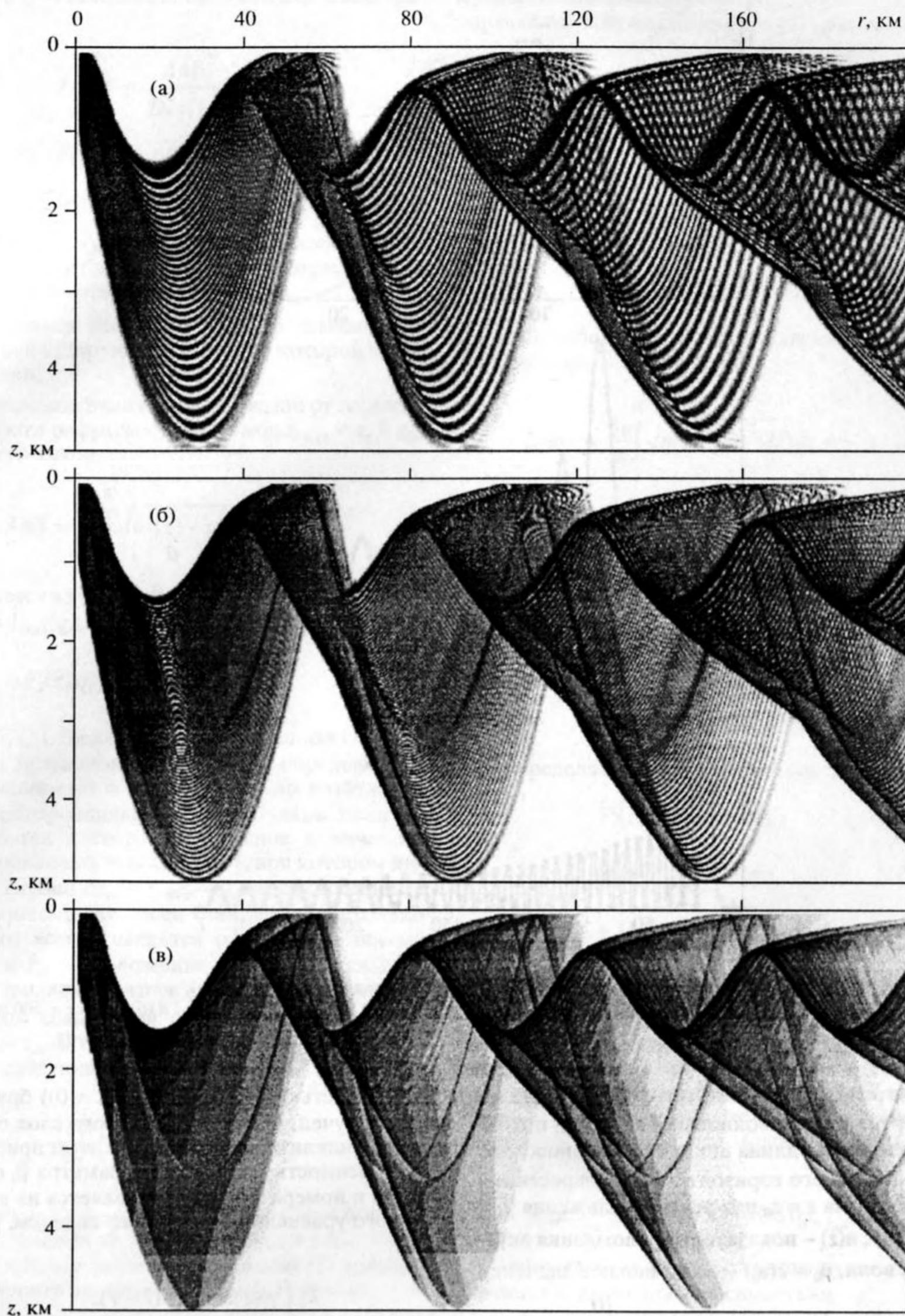


Рис. 4. Представленные в плотностной записи пространственные распределения отнормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$, рассчитанные при $z_s = 500$ м с использованием модовой программы [5] для $f = 200$ Гц (а), $f = 500$ Гц (б) и лучевой программы [5] (в). Динамический диапазон изменения $J_0(r, z)$ составляет 30 дБ.

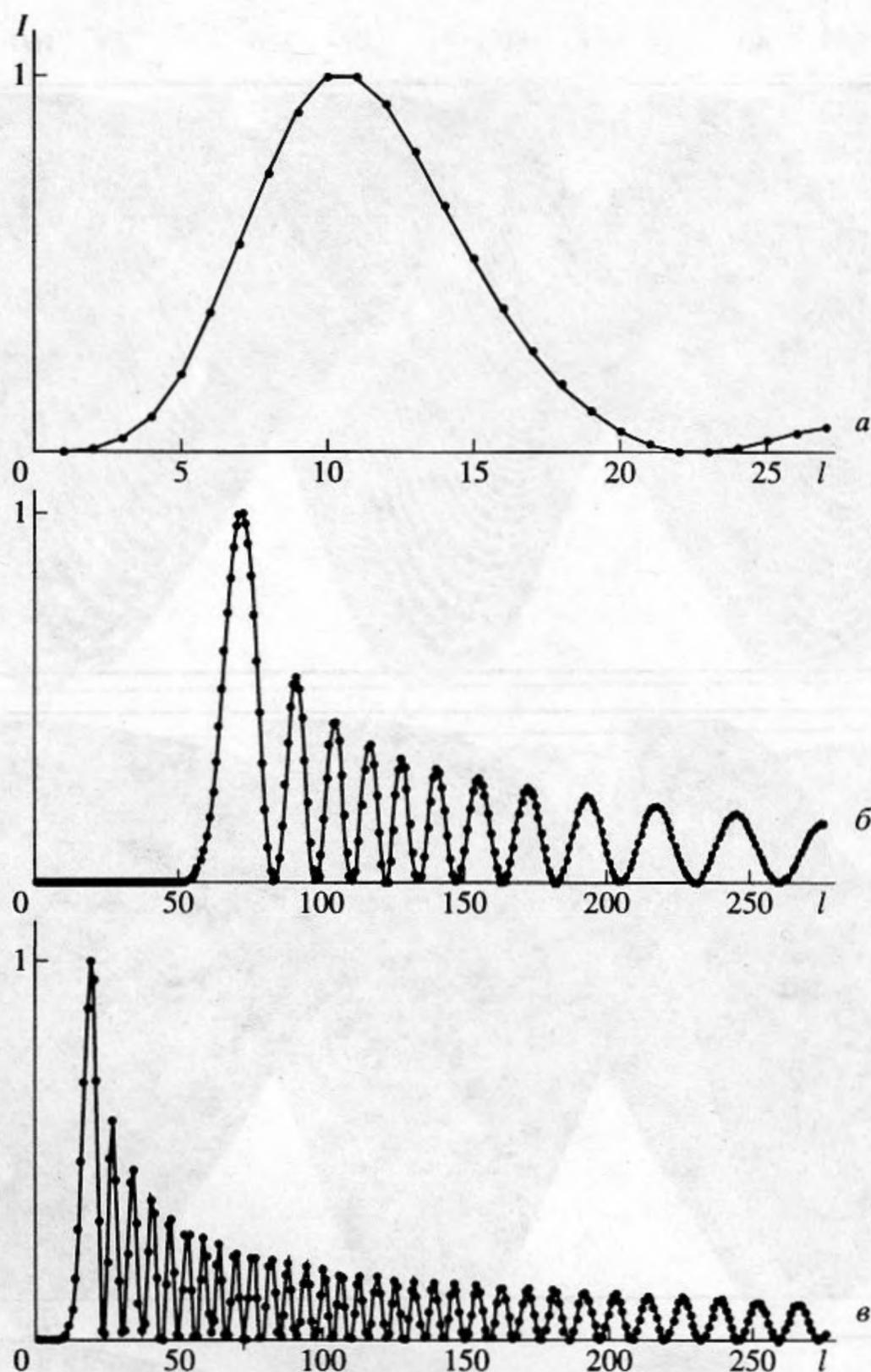


Рис. 5. Отнормированные на соответствующие максимальные значения зависимости интенсивности мод $I = J_{l,l}(l)/\max[J_{l,l}(l)]$ от их номера l , рассчитанные при $z_s = z = 200$ м для $f = 20$ Гц (а), $f = 200$ Гц (б) и $z_s = z = 500$ м для $f = 200$ Гц (в).

Здесь ξ_l и $k_0\gamma_l(z)$ – соответственно горизонтальные и вертикальные волновые числа мод в ВКБ приближении, D_l – длина цикла бриллюэновского луча, покидающего горизонт $z = z'$ и пересекающего ось канала $z = z_0$ под углом скольжения $\chi_l = \arccos(\beta_l)$, $n(z)$ – показатель преломления акустических волн, $c_0 = c(z_0)$ – минимальное значение скорости звука (на оси канала); $z' = \begin{cases} 0 \\ z_{lv} \end{cases}$, z_{lv} и z_{ln} – глубины верхних и нижних точек поворота рефрагированных ($n(0) < \beta_l < n(z_s)$) и взаимодействующих

с поверхностью $z = 0$ ($n(H) < \beta_l < n(0)$) бриллюэновских лучей, H – глубина водного слоя океана, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота. В этом приближении зависимость “лучевого” параметра β_l от частоты ω и номера моды l определяется из дисперсионного уравнения следующего вида (см. [6]):

$$k_0 \int_{z'}^{z_{ln}} \gamma_l(z) dz = \pi(l - \nu); \quad (4)$$

$$\nu = \begin{cases} 1/4, & z' = 0 \\ 1/2, & z' = z_{lv} \end{cases}$$

Из (1) при $z_s = z$ находим весьма компактное выражение

$$J_{l,l}(l) = \frac{16\beta_l^2}{D_l^2 \gamma_l^2(z_s)} \times \begin{cases} \sin^4 [F_l(z_s)], & n(0) < \beta_l < n(z_s) \\ \sin^4 [\Phi_l(z_s)], & n(H) < \beta_l < n(0) \end{cases} \quad (5)$$

совпадающее с точностью до постоянного множителя с четвертой степенью коэффициента возбуждения мод в приближении ВКБ.

Остановимся теперь на анализе зависимости $J_{l,l}(l)$ (5), осциллирующий характер которой вполне очевиден.

При расположении источника вдали от горизонтов поворота рефрагированных мод $z_{l+1B} < z_s < z_{lB}$, количество которых

$$L_r(\omega) = \frac{k_0}{\pi} \int_0^{z_1} \sqrt{n^2(z) - n^2(0)} dz + \frac{1}{2} \quad (6)$$

определяется из (4) при $\beta_l = n(0)$, положения максимумов $l = l_{rmax}(q_r)$ в $J_{l,l}(l)$ (5) найдутся из уравнения

$$F_l(z_s)|_{l=l_{rmax}} = \frac{\pi}{2}(2q_r - 1), \quad (7)$$

где $q_r = [1, Q_r]$. Здесь $z_1 > z_0$ – сопряженная глубина поворота бриллюэновского луча, определяемая из уравнения $n(0) = n(z_1)$, Q_r – число возбуждаемых рефрагированных модовых пучков. Если же возбуждается достаточно большое количество рефрагированных мод $L_r(\omega) \gg 1$, при котором интервалы глубин $\Delta z_{lB} = z_{l+1B} - z_{lB}$ между соседними их горизонтами поворота становятся настолько малы, что всегда найдется горизонт z_{lB} весьма близкий к z_s , то положение первого максимума $l_{rmax}(1) = l_r$ определится уже не из уравнения (7), а из условия совпадения соответствующих горизонтов $z_s = z_{lB}$. В такой ситуации из (4) при $\beta_l = n(z_s)$ находим следующее выражение

$$l_r = \frac{k_0}{\pi} \int_{z_s}^{z_2} \sqrt{n^2(z) - n^2(z_s)} dz + \frac{1}{2}, \quad (8)$$

в котором $z_2 > z_0$ – сопряженная глубина поворота, определяемая из уравнения $n(z_s) = n(z_2)$. Естественно, что все решения уравнения (7) должны удовлетворять вполне очевидному условию

$$l_r \leq l_{rmax}(q_r) < L_r(\omega). \quad (9)$$

У взаимодействующих с поверхностью океана мод отсутствуют верхние точки поворота, поэто-

му положения максимумов $l = l_{smax}(q_s)$ в $J_{l,l}(l)$ будут определяться из аналогичного (7) уравнения

$$\Phi_l(z_s)|_{l=l_{smax}} = \frac{\pi}{2}(2q_s - 1), \quad (10)$$

в котором $q_s = [Q_r + 1, Q]$, где Q – количество всех возбуждаемых модовых пучков, среди которых $Q - Q_r$ взаимодействуют с поверхностью океана. Решения уравнения (10) должны удовлетворять аналогичному (9) условию

$$L_r(\omega) < l_{smax}(q_s) \leq L(\omega), \quad (11)$$

где $L(\omega)$ – общее число возбуждаемых мод, определяемое при $\beta_l = n(H)$ из (4):

$$L(\omega) = \frac{k_0}{\pi} \int_0^H \sqrt{n^2(z) - n^2(H)} dz + \frac{1}{4}. \quad (12)$$

Значения номеров мод $l = l_{rmin}(q_r)$ и $l = l_{smin}(q_s)$, отвечающие (следующим за $l = l_{rmax}(q_r)$ и $l = l_{smax}(q_s)$ соответственно) положениям минимумов в $J_{l,l}(l)$ для рефрагированных

$$l_r < l_{rmin}(q_r) \leq L_r(\omega) \quad (13)$$

и взаимодействующих с поверхностью

$$l_{smax}(1) < l_{smin}(q_s) \leq L(\omega) \quad (14)$$

мод, определяется из уравнений следующего вида:

$$F_l(z_s)|_{l=l_{rmin}} = \pi q_r, \quad (15)$$

$$\Phi_l(z_s)|_{l=l_{smin}} = \pi q_s, \quad (16)$$

где $q_r = [1, Q_r + 1]$, $q_s = [Q_r + 2, Q + 1]$.

Из (3), (7), (10), (15), (16) с очевидностью следует согласующийся с результатами численных расчетов (см. рис. 3, 4) вывод об увеличении количества возбуждаемых модовых пучков и уменьшении их ширины с ростом частоты излучения и глубины погружения источника. При этом угол скольжения бриллюэновского луча, отвечающего оси соответствующего модового пучка, изменяется по закону Снеллиуса

$$\chi_l|_{l=l_{max}} = \arccos(\beta_l/n(z))|_{l=l_{max}}, \quad (17)$$

а угловая ширина каждого такого пучка $\Delta\chi_l$ описывается следующей зависимостью:

$$\Delta\chi_l = 2 \{ \arccos(\beta_l/n(z))|_{l=l_{min}} - \arccos(\beta_l/n(z))|_{l=l_{max}} \}. \quad (18)$$

Здесь

$$l_{\max} = \begin{cases} l_{r\max}(q_r), & n(0) < \beta_l < n(z_s) \\ l_{s\max}(q_s), & n(H) < \beta_l < n(0) \end{cases}, \quad (19)$$

$$l_{\min} = \begin{cases} l_{r\min}(q_r), & n(0) < \beta_l < n(z_s) \\ l_{s\min}(q_s), & n(H) < \beta_l < n(0) \end{cases}. \quad (20)$$

Второй вывод состоит в том, что при фиксированной глубине источника преобладающий по интенсивности слаборасходящийся акустический пучок формируется около горизонтально выходящего из источника каустического луча $\chi_s = 0$ лишь при достаточно высоких частотах излучения. А именно, лишь при таких ω , при которых первый максимум в $J_{l,l}(l)$, соответствующий рефрагированным методам, начинает заметно преобладать над остальными ($q_r \geq 2$), вследствие весьма близкого расположения горизонтов поворота (у определенного количества таких мод) к глубине погружения источника.

Приближение ВКБ для модового представления поля позволяет определить зависящий от глубины погружения источника диапазон частот, в котором выполняются определенные условия для формирования такого пучка.

Действительно, как уже отмечалось выше, положение первого максимума $l = l_r$ (см. (8)) определяется из равенства $z_s = z_{l_r}$ лишь при весьма малом интервале Δz_l между горизонтами поворота соседних рефрагированных мод. Последнее же будет иметь место лишь при достаточно большом количестве рефрагированных мод, вносящих заметный вклад в полное поле, т.е. при выполнении условия

$$L_r(\omega) - l_r \gg 1. \quad (21)$$

С использованием (6), (8) из (21) найдем соответствующий диапазон частот

$$\omega \gg \pi c_0 / \left[\int_0^{z_1} \sqrt{n^2(z) - n^2(0)} dz - \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{n^2(z) - n^2(z_s)} dz \right], \quad (22)$$

в котором выполняется условие формирования преобладающего по интенсивности слаборасходящегося акустического пучка около горизонтально выходящего из источника луча.

И, наконец, третий вывод, касающийся оставшихся двух слаборасходящихся акустических пучков, формирующихся около взаимодействующих по свободной поверхностью океана каустических

лучей с углами скольжения $\chi_s = \pm \chi_c \neq 0$, отвечающих положениям гладких минимумов:

$$\left. \left(\frac{dD}{d\chi_s} \right) \right|_{\chi_s = \pm \chi_c} = 0, \quad \left. \left(\frac{d^2 D}{d\chi_s^2} \right) \right|_{\chi_s = \pm \chi_c} > 0, \quad (23)$$

в угловой зависимости $D(\chi_s)$. Он заключается в том, что эти пучки начинают заметно появляться при еще более высоких частотах излучения, чем пучок с преобладающей интенсивностью, формирующийся около горизонтально выходящего из источника луча с $\chi_s = 0$.

Такое поведение $J(r, z)$ около лучевых траекторий с $\chi_s = \pm \chi_c$ обусловлено многопучковой структурой поля в волноводе. В самом деле, именно вследствие осцилляционной зависимости интенсивности мод $J_{l,l}(l)$ (5), положение любого ее максимума $l = l_{\max}$ при относительно невысоких частотах излучения может не совпадать с положением минимума $l = l_c$ у зависимости пространственного периода интерференции соседних мод

$$R_{l,l+1}(l) = 2\pi / (k_l - k_{l+1}) \quad (24)$$

в соответствующем взаимодействующим с поверхностью океана модам диапазоне изменения l . Здесь k_l – горизонтальные волновые числа мод в строгом модовом представлении для поля в волноводе. Более того, наоборот, с $l = l_c$ может совпадать положение минимума $l = l_{\min}$ в $J_{l,l}(l)$ (5). Естественно, что в перечисленных выше ситуациях рассматриваемые слаборасходящиеся пучки заведомо не будут проявляться сколько-нибудь заметно на общем фоне пространственного распределения $J(r, z)$. При значительно же более высоких частотах излучения, когда количество максимумов в $J_{l,l}(l)$ (5) станет столь большим, что соответствующая часть из них достаточно плотно заполнит определенный диапазон Δl_c около положения гладкого минимума $l = l_c$ в $R_{l,l+1}(l)$, рассматриваемые слаборасходящиеся пучки начнут заметно проявляться даже при $l_c = l_{\min}$; при этом они могут иметь внутреннюю многопучковую структуру поля.

Приближение ВКБ и в данной ситуации позволяет определить диапазон частот, в котором выполняются сформулированные выше условия формирования отраженных от поверхности океана слаборасходящихся акустических пучков.

С этой целью найдем сначала соответствующий Δl_c диапазон изменения $\Delta \beta_c$ "лучевого" параметра β_l бриллюэновских лучей, формирующих поле вблизи каустического геометроакустического луча с $\chi_s = \chi_c$. Для этого воспользуемся результатами работы [8], в которой рассмотрен переход от приближения ВКБ для модового представления к геометроакустическому представлению для поля в стратифицированном волноводе, основанный

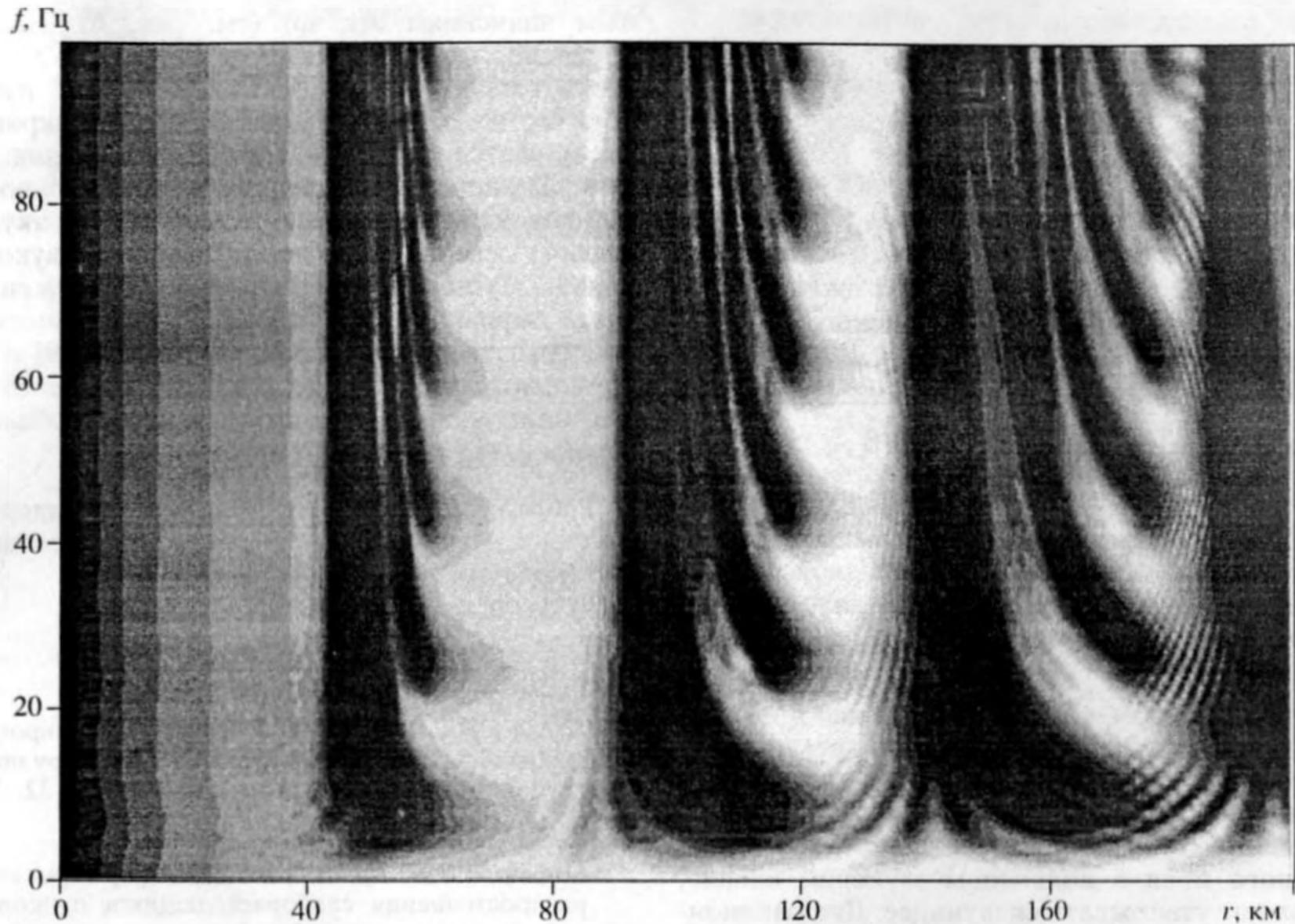


Рис. 6. Представленное в плотностной записи пространственно-частотное распределение отнормированной интенсивности $J_0(r, f) = rJ(r, f)$ акустического поля, рассчитанное с использованием модовой программы [5] при $z_s = z = 200$ м. Динамический диапазон изменения $J_0(r, f)$ составляет 30 дБ.

на замену суммирования по l интегрированием по параметру β_l и дальнейшей оценке получающегося интеграла методом стационарной фазы. Как следует из [8], основной вклад в поле вблизи простой каустики вносят бриллюэновские лучи, "лучевой" параметр которых изменяется в диапазоне

$$\Delta\beta_c = \left(\frac{6\pi}{k_0} \left| \frac{\partial^2 R}{\partial \beta^2} \right| \Big|_{\beta = \beta_c} \right)^{1/3}. \quad (25)$$

Здесь функция $R(\beta, z_s, z) = r$ описывает траекторию распространения геотроакустического луча в плоскости (r, z) , угол скольжения которого на оси канала равен $\chi_l = \arccos(\beta)$; $\beta_c = n(z_s) \cos \chi_c$. Приемлемую оценку для $\Delta\beta_c$ можно получить, полагая проходное геотроакустическим лучом горизонтальное расстояние равным целому числу m его циклов $D(\beta)$:

$$\Delta\beta_c = \left(\frac{6\pi}{mk_0} \left| \frac{d^2 D}{d\beta^2} \right| \Big|_{\beta = \beta_c} \right)^{1/3}. \quad (26)$$

При этом $D(\beta)$ в (26) определяется полностью аналогичным D_l выражением (см. (2)), в котором необходимо лишь заменить β_l на β , а z_{lv} и z_{ln} — на соответствующие им верхние z_v и z_n нижние горизонты поворота геотроакустических лучей.

Определим теперь количество максимумов Δq_s у функции $J_{l,l}(l)$ (5), расположенных в диапазоне $\Delta\beta_c$ (26). Для этого воспользуемся определяющим положением этих максимумов уравнением (10), с учетом которого находим

$$\Delta q_s = \frac{1}{\pi} [\Phi_l(\beta_c - \Delta\beta_c/2, z_s) - \Phi_l(\beta_c + \Delta\beta_c/2, z_s)]. \quad (27)$$

Если далее воспользоваться разложением функции $\Phi_l(\beta_c \pm \Delta\beta_c/2, z_s)$ в ряд по $\Delta\beta_c \ll 1$ с точностью до первого порядка малости включительно, то выражение (27) можно преобразовать к более удобному для анализа виду:

$$\Delta q_s \approx \frac{k_0}{\pi} D(\beta_c, z_s) \Delta\beta_c, \quad (28)$$

где

$$D(\beta_c, z_s) = \beta_c \int_0^{z_s} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_c^2}}. \quad (29)$$

Подставив в (28) выражение для $\Delta\beta_c$ (27) и потребовав выполнения условия $\Delta q_s \gg 1$, означающего расположение в диапазоне $\Delta\beta_c$ достаточно большого количества максимумов функции $J_{l,l}(l)$ (5), найдем диапазон частот

$$\omega \gg \frac{\pi c_0}{D(\beta_c, z_s)} \sqrt{\frac{m}{6} \left| \frac{d^2 D}{d\beta^2} \right|_{\beta=\beta_c}} / D(\beta_c, z_s), \quad (30)$$

в котором выполняются условия заметного проявления взаимодействующих со свободной поверхностью океана слаборасходящихся акустических пучков, формирующихся около каустических лучей с углами выхода $\chi_s = \pm\chi_c$.

Таким образом, сформулированные в настоящей работе выводы, основанные на результатах численного моделирования и соответствующем приближенном описании закономерностей пространственного распределения интенсивности акустического поля в подводном звуковом канале, позволяют утверждать следующее. Дифракционные эффекты, проявляющиеся в формировании принципиально многопучковой пространственной интерференционной структуры акустического поля, существенно влияют на формирование слаборасходящихся акустических пучков около соответствующих им каустических лучей даже при относительно высоких частотах излучения, когда реализуются условия многомодового режима распространения. Это означает, в свою очередь, что для корректного описания слаборасходящихся акустических пучков с использованием геометроакустического приближения [2, 3] недостаточно выполнения только лишь одного условия многомодового режима распространения при фиксированной частоте излучения. Кроме этого необходимо также потребовать выполнения условий эффективного возбуждения значительного количества мод из их возможного — полного — числа, и, в частности, мод, формирующих лучи, близкие к соответствующим каустическим лучам.

В заключение следует отметить, что многопучковая пространственная структура акустического поля в подводном звуковом канале приводит к характерному пространственно-частотному распределению интенсивности акустического поля $J(r, \omega)$ в дальних зонах акустической освещенности, проявляющемуся в существовании определенной структуры интерференционных линий на плоскости (r, ω) , отвечающих максималь-

ным значениям $J(r, \omega)$ (см. рис. 6). Вполне очевидно, что этим интерференционным линиям соответствуют определенные модовые пучки, количество которых увеличивается, а ширина — уменьшается с ростом частоты излучения при фиксированной глубине источника. Именно такой механизм формирования дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале обуславливает проявление обнаруженных ранее дифракционных эффектов периодического пространственного переформирования [9] и минимального расплывания [10] этих зон в соответствующих диапазонах частот излучения и областях глубин погружения источника.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-16116-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буслаев В.С., Перель М.В. Влияние вида профиля скорости вблизи поверхности на структуру поля в глубоком море // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 296–302.
2. 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.
3. Петухов Ю.В. Формирование преобладающих по интенсивности узких звуковых пучков в стратифицированных океанических волноводах // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 807–813.
4. 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.
5. Абросимов Д.И. Численное моделирование звуковых полей в океане // Препринт ИПФ РАН № 370. Н. Новгород, 1995. 21 с.
6. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
7. Петухов Ю.В. Квазиоптическая теория эффекта минимального дифракционного расплывания дальних зон акустической освещенности на определенной частоте в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 3. С. 401–411.
8. Haskell N.A. Asymptotic approximation for the normal modes in sound channel wave propagation // J. Appl. Phys. 1951. V. 22. № 2. P. 157–168.
9. 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.

10. Петухов Ю.В. Частотная зависимость эффекта

периодического распределения дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 5. С. 917–923.

Effect of Diffraction Phenomena on Weakly Divergent Acoustic Beams in Underwater Sound Channels

D. I. Abrosimov and Yu. V. Petukhov

The diffraction phenomena creating a multiple beam interference structure in an underwater sound channel were found to affect the narrow, weakly divergent, acoustic beams formed around the respective caustic rays, even at sufficiently high frequencies corresponding to multimode propagation.