

УДК 534.231.1

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

© 2001 г. Е. Л. Бородина, Ю. В. Петухов

Институт прикладной физики РАН

603600 Н. Новгород, ул. Ульянова 46

E-mail: petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 13.06.2000 г.

Рассмотрены закономерности, проявляющиеся при формировании пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля, генерируемого точечным источником широкополосного излучения. При этом основное внимание уделено изучению влияния эффекта дифракционной фокусировки на формирование соответствующей интерференционной структуры акустического поля.

При распространении акустических волн в океанических волноводах формируется пространственно-частотная интерференционная структура, которая характеризуется существованием линий максимальных значений интенсивности поля $J(f, r)$ на плоскости частота излучения – горизонтальное расстояние f – r [1–6]. Из условия интерференции мод с номерами l и m можно найти уравнение для соответствующих им интерференционных линий $r_{l,m}(f)$, которое имеет следующий вид [5, 7–10]:

$$r_{l,m} = pR_{l,m} \quad (p = 1, 2, \dots); \quad (1)$$

здесь величина

$$R_{l,m} = 2\pi/|k_l - k_m| \quad (2)$$

отвечает периоду интерференции рассматриваемых мод, горизонтальные волновые числа которых k_l определяются из характерного для каждого волновода дисперсионного уравнения.

Каждая интерференционная линия (1) имеет определенный угол наклона, тангенс которого $\beta_{l,m}$ находится с использованием следующего из (1) выражения [5]:

$$\beta_{l,m} = \frac{r_{l,m}}{\omega} \frac{d r_{l,m}}{d \omega} = \frac{v_l}{c_l} \frac{1 - c_l/c_m}{1 - v_l/v_m}, \quad (3)$$

где c_l и v_l – соответствующие значения фазовых и групповых скоростей мод:

$$c_l = \omega/k_l, \quad v_l = d\omega/dk_l, \quad (4)$$

а $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота.

При определенных условиях, подробно рассмотренных в [1, 5, 6, 11], можно в уравнении (3) пренебречь зависимостью $\beta_{l,m}$ от номеров мод и частоты излучения. Это позволяет приближенно

считать величину $\beta_{l,m}$ инвариантом, имеющим определенное значение $\beta_{l,m} \approx \beta$, характерное для фиксированной группы мод в соответствующем океаническом волноводе [1, 6, 7, 11].

Основные закономерности, проявляющиеся при формировании пространственно-частотной интерференционной структуры акустических полей в глубоководных и мелководных океанических волноводах достаточно подробно рассмотрены в цитированных выше работах [1–11]. Однако без должного внимания остались исследования возможного влияния на поведение $J(f, r)$ эффекта дифракционной фокусировки акустических полей, проявление которого в океанических волноводах весьма полно рассмотрено лишь при возбуждении их источником тонального излучения [12–15].

Именно поэтому целью настоящей работы является изучение влияния дифракционной фокусировки на формирование пространственно-частотной интерференционной структуры акустических полей в многомодовых океанических волноводах.

Как известно (см. [12–15]), на фиксированной частоте излучения дифракционная фокусировка поля заметнее всего проявляется в определенных областях горизонтальных расстояний

$$mR_{\min} \leq r \leq mR_{\max} \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (5)$$

Если интересоваться лишь хорошо прогнозируемой и, тем самым, представляющей основной интерес крупномасштабной интерференционной структурой акустического поля, формирующейся соседними парами интерферирующих мод, то выражения для минимального R_{\min} и максимального

R_{\max} периодов такой фокусировки будут иметь следующий вид [12–15]:

$$\begin{aligned} R_{\min} &= \min\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \\ R_{\max} &= \max\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь величина

$$R_g(l, l+1; l+1, l+2) = \frac{R_{l, l+1} R_{l+1, l+2}}{|R_{l, l+1} - R_{l+1, l+2}|} \quad (7)$$

отвечает периоду переформирования интерференционной структуры поля соседних пар конструктивно интерферирующих мод с соответствующими периодами интерференции $R_{l, l+1}$ и $R_{l+1, l+2}$ (см. (2)).

Вполне естественно, что чем меньше величина разности

$$\Delta R = R_{\max} - R_{\min} \quad (8)$$

соответствующих максимального и минимального периодов (6), т.е. при $\Delta R/R_{\min} \ll 1$, тем заметнее будет проявляться дифракционная фокусировка тонального излучения с пространственным периодом R_{\max} в плоскостром океаническом волноводе. Однако даже при сильно различающихся значениях R_{\max} и R_{\min} (6), когда сравнима с единицей величина соответствующего отношения $\Delta R/R_{\min} \approx 1$, дифракционная фокусировка может, тем не менее, заметно проявляться для определенных групп наиболее энергонесущих мод с относительно минимальными изменениями величины $R_g(l, l+1; l+1, l+2)$. При этом, чем больше число мод $L_m = l_b - l_s$ в каждой такой группе $l_s \leq l \leq l_b$, тем также заметнее будет проявляться дифракционная фокусировка акустического поля в соответствующих областях горизонтальных расстояний:

$$mR_s \leq r \leq mR_b, \quad (9)$$

где

$$R_s = \min\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\},$$

$$R_b = \max\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \quad (10)$$

$$(l_s \leq l \leq l_b),$$

а l_s и l_b отвечают граничным значениям номеров мод, характеризующих конкретную группу.

Из приведенного выше (см. (5)–(10)) следует, что в плоскостром океаническом волноводе при формировании пространственно-частотного распределения интенсивности $J(f, r)$ акустического поля, возбуждаемого точечным источником широкополосного акустического излучения, могут наблюдаться характерные особенности, обусловленные проявлением эффекта дифракционной фокусировки. А именно, в заданных диапазонах

частот излучения интерференционные линии (1) для соответствующих групп мод будут сгущаться на плоскости f – r в определенных областях горизонтальных расстояний (5) или (9). В результате этого на плоскости f – r интерференционными линиями $r_{l, m}$ (первого порядка) будут формироваться характерные для каждого волновода другие – возможно более широкие интерференционные структуры $r_g(l, m)$ (второго порядка), которым отвечают также максимальные значения интенсивности акустического поля.

Ширина вновь сформированных интерференционных структур $r_g(l, m)$ зависит от количества мод L_m эффективно формирующих соответствующие зоны дифракционной фокусировки акустического поля на каждой частоте и диапазона изменения тангенса угла наклона $\beta_{l, m}$ интерференционных линий первого порядка $r_{l, m}$ (1) для этих мод.

В этой связи несомненный интерес представляет получение пусть даже приближенных, но аналитических зависимостей $\beta_{l, l+1}$ и R_{\max} от частоты излучения для каких-либо простейших моделей океанических волноводов, которые позволили бы сопоставить наклоны интерференционных линий первого порядка $r_{l, l+1}$ с наклонами

$$\alpha_{l, l+1} = \frac{R_g}{\omega} \frac{dR_g}{d\omega} \approx \frac{R_{\max}}{\omega} \frac{dR_{\max}}{d\omega} \quad (11)$$

интерференционных линий второго порядка $r_g(l, l+1) = mR_g(l, l+1; l+1, l+2)$. Кроме того, это позволило бы оценить расположение пространственных областей дифракционной фокусировки акустического поля.

С этой целью рассмотрим три простейшие модели волноводов, а именно, изоскоростного с абсолютно жестким дном

$$n^2(z) = n_1^2(z) = 1 \quad (0 \leq z \leq H_1), \quad (12)$$

приповерхностного

$$n^2(z) = n_2^2(z) = 1 + \varepsilon / \text{ch}^2(z/H_2) \quad (0 \leq z \leq \infty), \quad (13)$$

и параболического

$$n^2(z) = n_3^2(z) = 1 - (z/H_3)^2 \quad (-\infty < z < \infty). \quad (14)$$

Здесь $n(z)$ – зависимость показателя преломления акустических волн от глубины z ; H_1 , H_2 и H_3 – характерные вертикальные масштабы неоднородности соответствующих волноводов; $\varepsilon \ll 1$ – параметр, характеризующий максимальное изменение показателя преломления в приповерхностном волноводе (13).

Для таких моделей (12)–(14) известны аналитические зависимости для горизонтальных волновых чисел мод [16]:

$$k_l = k\sqrt{1-x_l},$$

$$x_l = \begin{cases} \left(\frac{\pi(l-1/2)}{kH_1}\right)^2, & n(z) = n_1(z) \\ \frac{2(l-1/2)}{kH_3}, & n(z) = n_3(z) \end{cases} \quad (15)$$

$$k_l = k\sqrt{1+\varepsilon}\sqrt{1+(\gamma-x_l)^2}, \quad n(z) = n_2(z), \quad (16)$$

где в (16):

$$x_l = \frac{2l-1/2}{kH_2\sqrt{1+\varepsilon}}, \quad (17)$$

$$\gamma = \sqrt{\varepsilon + (2k\sqrt{1+\varepsilon}H_2)^{-2}}.$$

Здесь $k = \omega/c$; c – минимальное значение скорости звука; в (15) $x_l \leq 1$, а в (16) $x_l \leq \gamma$.

Далее для представляющего основной интерес многомодового режима распространения ($kH_1 \gg 1$, $\sqrt{\varepsilon}kH_2 \gg 1$, $kH_3 \gg 1$) ограничимся лишь рассмотрением мод относительно низких номеров с соответственно малыми углами скольжения ($x_l \ll 1$). Введение этого ограничения обусловлено тем, что величина $\beta_{l,m}$ (3) является инвариантом в асимптотическом смысле. А именно, как показано в [5] и следует из приведенных в [6, 7, 11] результатов, она не зависит от частоты излучения и номеров мод лишь в диапазоне изменения ω , заметно превышающем критические частоты ω_l соответствующих мод, в котором справедливы соответствующие при $\omega_l/\omega \rightarrow 0$ асимптотические зависимости $k_l(\omega)$. Естественно, что такое же ограничение ($\omega_l/\omega \ll 1$) сохранится и при определении величины $\alpha_{l,l+1}$ (11).

Тогда из (3), с использованием следующих из (15), (16) приближенных зависимостей, полученных разложением в ряд с точностью до членов второго порядка малости по x_l включительно, находим:

$$\beta_{l,l+1} = \begin{cases} 1 - (\pi/kH_1)^2(l^2 + 1/4), & n(z) = n_1(z) \\ 1 - 8kH_2\sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)^3}(l+1), & n(z) = n_2(z) \\ 1 + 4kH_3l, & n(z) = n_3(z). \end{cases} \quad (18)$$

Как следует из (18), в рамках рассматриваемых моделей волновода (12)–(14) лишь в изоскоростном волноводе для мод относительно низких номеров величина $\beta_{l,l+1}$ принимает вполне определенное значение $\beta_{l,l+1} = \beta \approx 1$, практически не зависящее от частоты излучения и номера моды при многомодовом режиме распространения $kH_1 \gg 1$. В этом случае имеет смысл говорить об инварианте $\beta_{l,l+1} = \beta$ пространственно-частотной интерфе-

ренционной структуры акустического поля. Однако в приповерхностном (13) и параболическом (14) волноводах, допускающих рефракционную фокусировку акустических полей (см. [16]), величина $\beta_{l,l+1}$ зависит линейно от частоты излучения и номера моды, вследствие чего в соответствующих ситуациях не имеет смысла говорить о каком-либо инварианте для интерференционных линий первого порядка. Последнее означает, что следует считать ошибочным сделанное в [11] утверждение о существовании соответствующего инварианта β в параболическом волноводе, где его обратная величина принимается равной нулю ($\beta^{-1} = 0$, см. [11]).

Обратимся теперь к определению тангенса угла наклона $\alpha_{l,l+1}$ интерференционных линий второго порядка. С этой целью найдем сначала с соответствующей точностью приближенные зависимости для периодов интерференции соседних мод в рассматриваемых волноводах (12)–(14):

$$n(z) = n_1(z): R_{l,l+1} \approx \frac{D_1/l}{1 + \frac{\pi}{4kD_1}(4l^2 + 1)}, \quad (19)$$

$$D_1 = \frac{2}{\pi}kH_1^2;$$

$$n(z) = n_2(z): R_{l,l+1} \approx \frac{\pi H_2\sqrt{(1+\varepsilon)/\varepsilon}}{1 - \frac{2l+5/2}{\sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)^3}kH_2} - \frac{6l^2+15l+5}{(1+\varepsilon)^3(kH_2)^2}}; \quad (20)$$

$$n(z) = n_3(z): R_{l,l+1} \approx \frac{2\pi H_3}{1 + \frac{l}{kH_3} + \frac{3l^2+1/4}{2(kH_3)^2}}. \quad (21)$$

Подставляя в (7) поочередно выражения (19), (20) и (21), получаем для пространственных периодов переформирования интерференционной структуры соседних пар мод следующие приближенные зависимости:

$$n(z) = n_1(z): R_g(l, l+1; l+1, l+2) \approx D_1/l \left[1 + \frac{\pi}{4kD_1}(12l^2 + 12l + 5) \right]; \quad (22)$$

$$n(z) = n_2(z): R_g(l, l+1; l+1, l+2) \approx D_2/l \left[1 + \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{\pi H_2}{D_2} \left(3l + \frac{21}{4} \right) \right], \quad (23)$$

$$D_2 = \frac{\pi}{2}kH_2^2(1+\varepsilon)^2;$$

$$n(z) = n_3(z): R_g(l, l+1; l+1, l+2) \approx D_3/l \left[1 + 3\pi \frac{H_3}{D_3}(2l+1) \right], \quad D_3 = 2\pi kH_3^2. \quad (24)$$

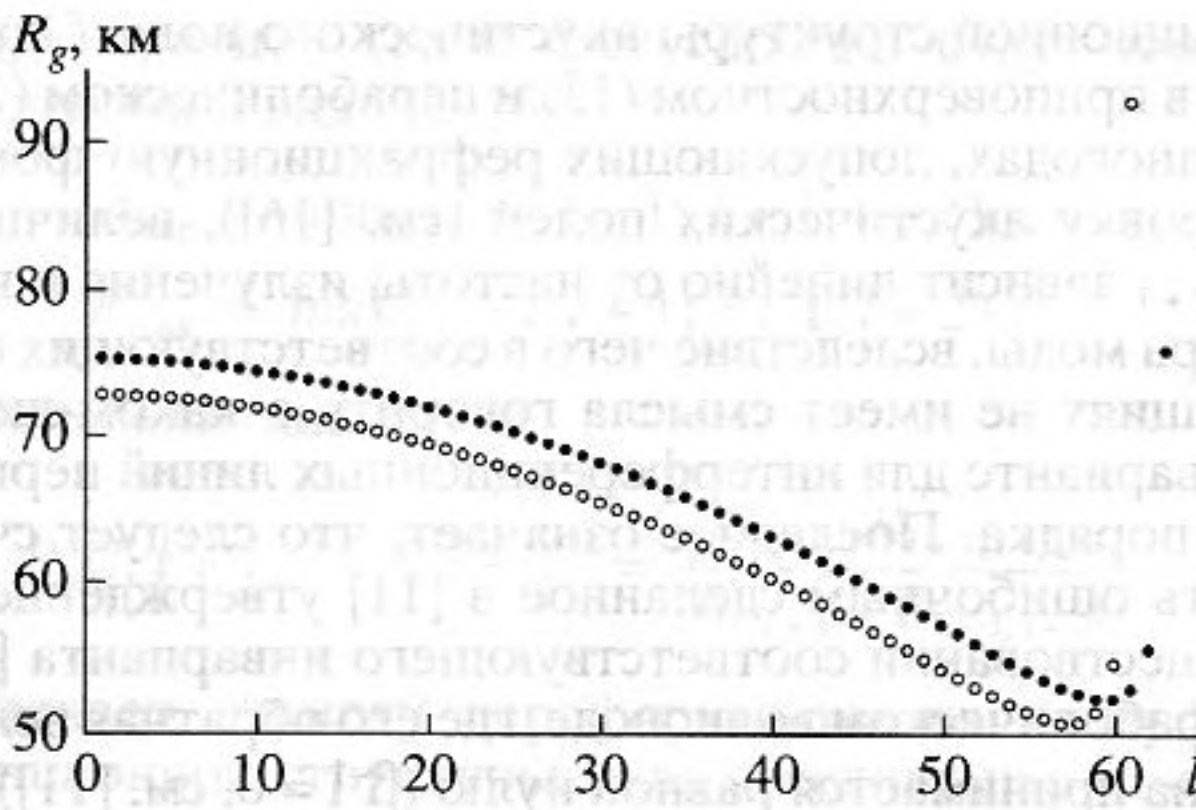


Рис. 1. Зависимости пространственного периода изменения интерференционной структуры соседних пар мод R_g (7) от номера моды l при $f = 290$ Гц (○○○) и при $f = 300$ Гц (●●●).

Из (11) с использованием (22)–(24) окончательно находим, что тангенс угла наклона интерференционных линий второго порядка имеет в рассматриваемых волноводах одно и то же значение, приближенно равное единице. Таким образом, при $\omega_l/\omega \ll 1$ величина $\alpha_{l,l+1}$ является настоящим (по сравнению с $\beta_{l,l+1}$) инвариантом пространственно-частотной интерференционной структуры поля в волноводах с монотонным изменением пространственного периода интерференции соседних мод в зависимости от их номера (см. (19)–(21)).

Естественно, что аналогичное значение $\alpha_{l,l+1} \approx 1$ получается, если в (11) подставить следующие из (22)–(24) выражения для максимального пространственного периода дифракционной фокусировки

$$R_{\max} \approx \begin{cases} D_1, & n(z) = n_1(z) \\ D_2, & n(z) = n_2(z) \\ D_3, & n(z) = n_3(z). \end{cases} \quad (25)$$

Последнее замечание позволяет обобщить утверждение об инвариантности величины $\alpha_{l,l+1}$ на достаточно широкий класс волноводов с монотонными зависимостями $R_{l,l+1}$ от l , а также скорректировать его для волноводов, имеющих немонотонные зависимости $R_{l,l+1}$ с соответствующими экстремальными значениями $R_{l,l+1} = R_c$ при определенных $l = l_c$. В самом деле, предполагая, что при многомодовом режиме распространения акустических волн выполняются условия применимости приближения ВКБ для модового представления поля в океанических волноводах, вос-

пользуемся при определении величины $\alpha_{l,l+1}$ (11) выражениями для R_{\max} , полученными в [14]:

$$R_{\max} \approx \begin{cases} \frac{k}{2\pi} \max \left\{ D_l^3 \left| \frac{dD_l}{d\xi_l} \right| \right\}, & \frac{dD_l}{d\xi_l} \neq 0 \\ \frac{k^2}{4\pi^2} \left\{ D_l^4 \left| \frac{d^2 D_l}{d\xi_l^2} \right| \right\}_{\xi_l = \xi_c}, & \frac{dD_l}{d\xi_l} \Big|_{\xi_l = \xi_c} = 0. \end{cases} \quad (26)$$

Здесь $D_l(\xi_l) \approx R_{l,l+1}$ – зависимость длины цикла соответствующих бриллюэновских лучей от лучевого параметра $\xi_l = k_l/k$, $\xi_l = \xi_c$, – значение этого параметра, отвечающего моде с номером $l = l_c$, при котором достигается экстремум функции $D_l(\xi_l)$. Тогда из (11), (26) находим, что в океанических волноводах с монотонной зависимостью длины цикла бриллюэновских лучей от лучевого параметра величина $\alpha_{l,l+1} \approx 1$ является инвариантом; в океанических же волноводах с соответствующей немонотонной зависимостью $D_l(\xi_l)$ величина $\alpha_{l,l+1}$ может изменяться в определенном диапазоне $1/2 \leq \alpha_{l,l+1} \leq 1$ при $\omega_l/\omega \ll 1$.

Таким образом, для всех реально возможных моделей океанических волноводов тангенс угла наклона интерференционных линий второго порядка при $\omega_l/\omega \ll 1$ изменяется в существенно более узком диапазоне значений $1/2 \leq \alpha_{l,l+1} \leq 1$, чем тангенс угла наклона интерференционных линий первого порядка: $-\infty < \beta_{l,l+1} < \infty$. Именно поэтому величина $\alpha_{l,l+1}$ с большим основанием, чем величина $\beta_{l,l+1}$, может считаться инвариантом пространственно-частотной интерференционной структуры акустических полей в океанических волноводах в диапазоне частот, заметно превышающем критические частоты соответствующих мод.

В заключительной части настоящей работы количественно проиллюстрируем проявление эффекта дифракционной фокусировки при формировании пространственно-частотной интерференционной структуры акустического поля с использованием простейшей модели океанического волновода. При этом с целью дополнения и “преemptивности” полученных в [14] результатов, здесь также воспользуемся моделью в виде изоскоростного водного слоя глубины H со скоростью звука c и плотностью среды ρ , лежащего на жидком полупространстве с соответствующими акустическими характеристиками c_b и ρ_b .

Численные расчеты зависимости пространственного периода переформирования интерференционной структуры соседних пар мод R_g от их номера l и пространственно-частотного распределения нормированной на геометрическую расходимость интенсивности акустического поля

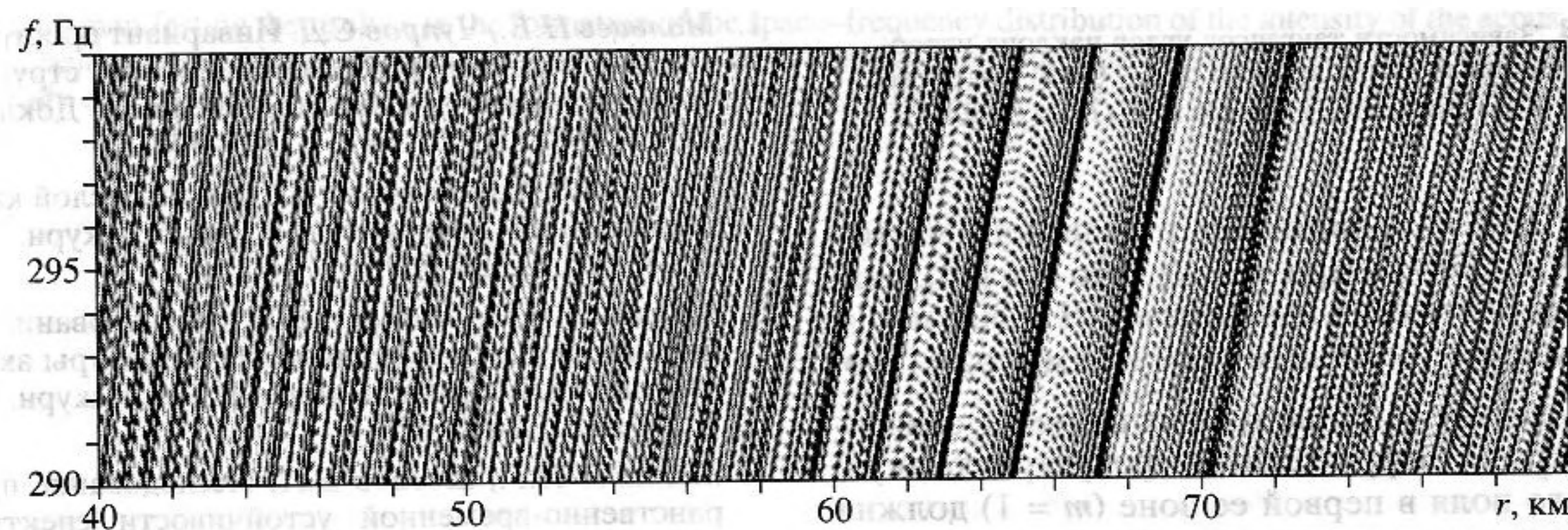
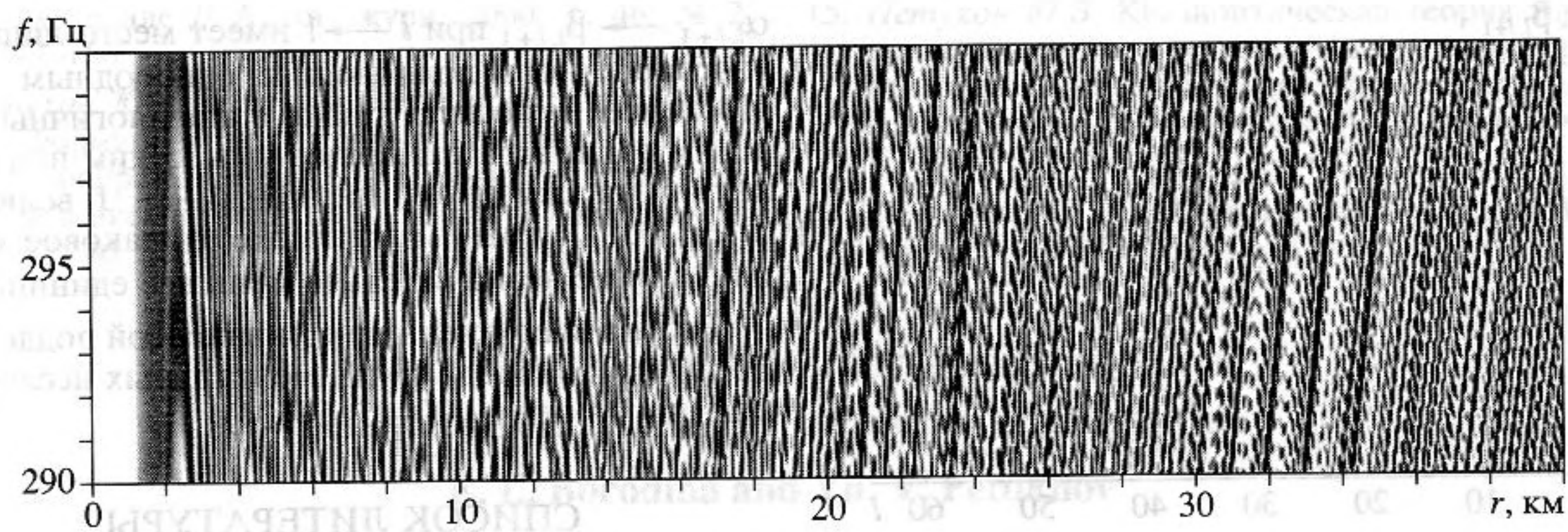


Рис. 2. Пространственно-частотное распределение нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ при $z_s = z = 4.5$ м.

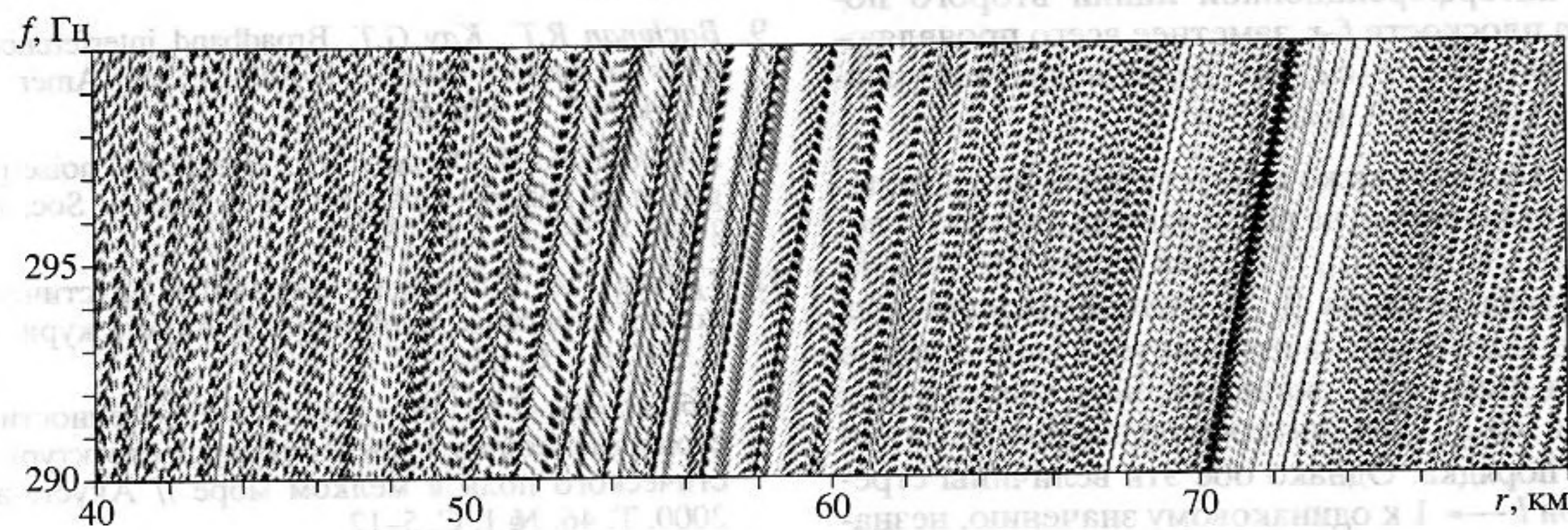
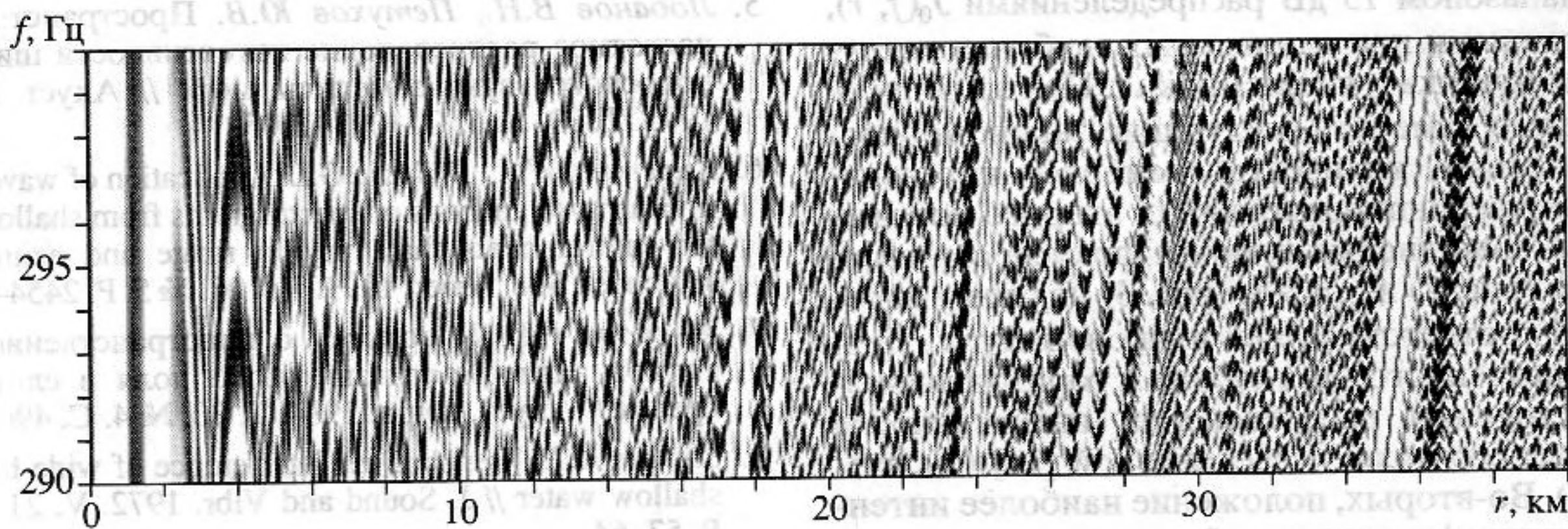


Рис. 3. Пространственно-частотное распределение нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ при $z_s = z = 9$ м.

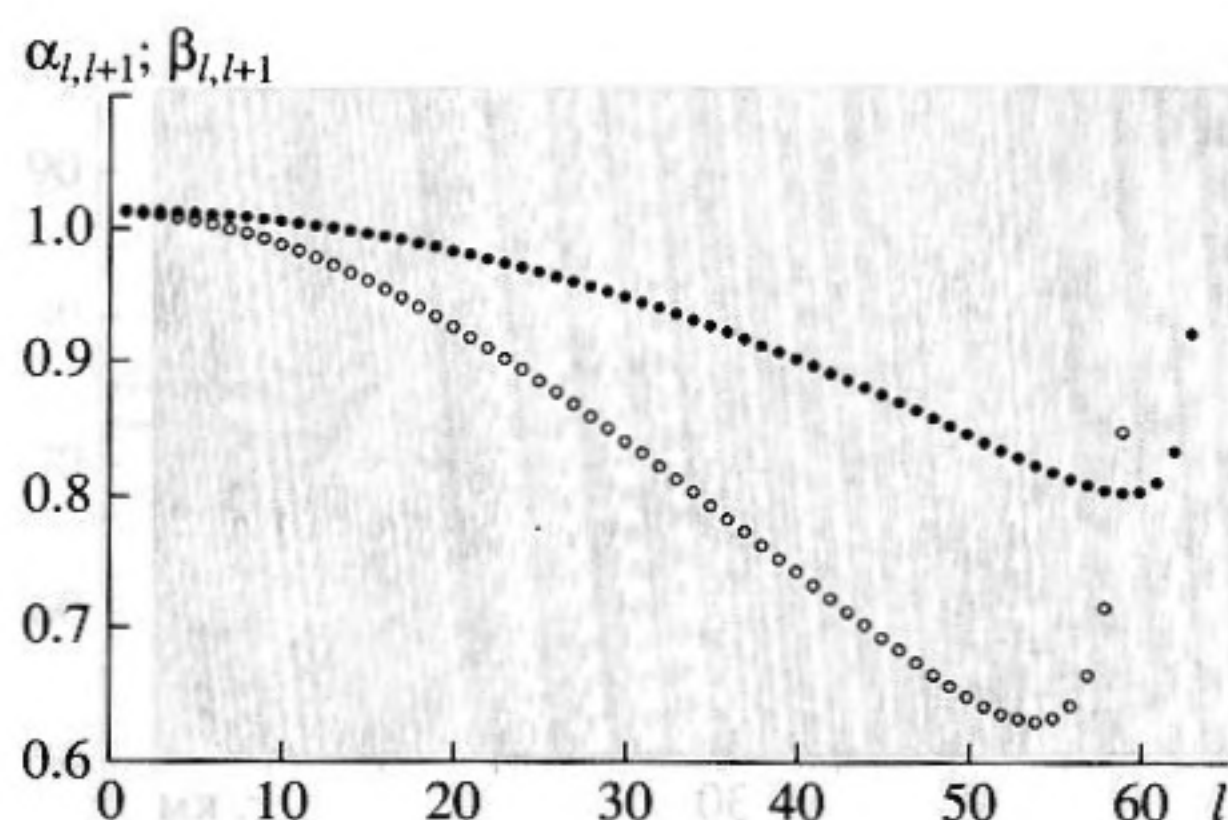


Рис. 4. Зависимости тангенсов углов наклона интерференционных линий первого $\beta_{l,l+1}$ (●●●) и второго $\alpha_{l,l+1}$ (○○○) порядков от номера моды l при $f=300$ Гц.

$J_0(f, r) = rJ(f, r)$ проводились в диапазоне частот $290 \text{ Гц} \leq f \leq 300 \text{ Гц}$ при тех же, что и в [14], значениях акустических параметров: $H = 300 \text{ м}$, $c = 1.45 \text{ км/с}$, $\rho = 1 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c_b = 1.7 \text{ км/с}$, $\rho_b = 1.6 \rho$.

Как следует из приведенных на рис. 1 зависимостей R_g от l , дифракционная фокусировка акустического поля в первой ее зоне ($m = 1$) должна заметнее всего проявляться в области расстояний $59 \text{ км} \leq r \leq 76 \text{ км}$. Это подтверждается представленными на рис. 2, 3 в яркостном виде с динамическим диапазоном 15 дБ распределениями $J_0(f, r)$, рассчитанными при одинаковых глубинах погружения источника z_s и приемника z . При этом здесь необходимо отметить следующие закономерности. Во-первых, количество наиболее интенсивных интерференционных линий второго порядка в первой зоне дифракционной фокусировки при $z_s = 4.5 \text{ м}$ (рис. 2) и $z_s = 9 \text{ м}$ (рис. 3) целиком определяется соответствующей пучковой структурой пространственного (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределения интенсивности акустического поля, исследованной [14] (см. там рис. 2, 3). Во-вторых, положение наиболее интенсивной интерференционной линии второго порядка на плоскости f - r , заметнее всего проявляющейся при $z_s = 9 \text{ м}$ (см. рис. 3), описывается уравнением $r = R_{\max} \approx D_1$ (см. (25)).

Представляет также интерес сравнение поведения представленных на рис. 4 зависимостей от l величин $\beta_{l,l+1}$ (3) и $\alpha_{l,l+1}$ (11). Как видно (см. рис. 4), тангенс угла наклона $\beta_{l,l+1}$ интерференционных линий первого порядка изменяется в существенно меньшем диапазоне значений, чем аналогичная величина $\alpha_{l,l+1}$ для интерференционных линий второго порядка. Однако обе эти величины стремятся при $l \rightarrow 1$ к одинаковому значению, незначительно превышающему единицу. Здесь необходимо отметить, что асимптотическое поведение

$\alpha_{l,l+1} \rightarrow \beta_{l,l+1}$ при $l \rightarrow 1$ имеет место лишь для изоскоростного волновода с однородным дном. Последнее относится также и к аналогичным моделям волновода с абсолютно жестким или абсолютно мягким дном, где при $l \rightarrow 1$ величины $\beta_{l,l+1}$ и $\alpha_{l,l+1}$ принимают также одинаковое значение, но уже незначительно меньшее единицы.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мальцев Н.Е., Чупров С.Д. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане // Докл. АН СССР. 1981. Т. 275. № 2. С. 475-479.
2. Баранов В.А., Григорьев В.С. Водный слой как измерительной инструмент // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 558-569.
3. Малкина И.Г., Шевцов В.П. Исследование стабильности интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 870-876.
4. Малкина И.Г., Шевцов В.П. Исследование пространственно-временной устойчивости спектральной передаточной функции акустического волновода в глубоком море // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 319-325.
5. Лобанов В.Н., Петухов Ю.В. Пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука в мелком море // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 6. С. 1093-1105.
6. Kuperman W.A., D'Spain G.L. Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 106. № 5. P. 2454-2468.
7. Иванова Г.К. К вопросу о пространственно-частотной зависимости звукового поля в слоистых средах // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 4. С. 490-494.
8. Stevens K.J., Weston D.E. Interference of wide-band in shallow water // J. Sound and Vibr. 1972. V. 21. № 1. P. 57-64.
9. Bachman R.T., Kay G.T. Broadband interference patterns in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74. № 2. P. 576-580.
10. Soares-Filho W., Vianna M.L. Broadband noise propagation in Pekeris waveguide // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. № 1. P. 76-83.
11. Грачев Г.А. К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 67-71.
12. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Особенности пространственной интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 1. С. 5-12.
13. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Дифракционная фокусировка акустического поля в подводном зву-

ковом канале // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 2. С. 149–156.

14. Петухов Ю.В. Периодическое пространственное переформирование интерференционной структуры и дифракционная фокусировка акустических полей в океанических волноводах // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3.

15. 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.

16. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.

Space-Frequency Interference Structure of Acoustic Fields in Oceanic Waveguides

E. L. Borodina and Yu. V. Petukhov

Laws manifesting themselves in the formation of the space-frequency distribution of the intensity of the acoustic field generated by a point source of wide-band radiation are considered. Most attention is concentrated on the study of the effect of diffraction focusing on the formation of the interference structure of the acoustic field.