АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 4, с. 451–459

УДК 534.231.1

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННÓЙ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В МНОГОМОДОВЫХ 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 16.02.2000 г.

Аналитически и численно исследовано влияние дифракционной фокусировки акустического поля на формирование пространственно-временнóго распределения интенсивности узкополосных импульсных сигналов в многомодовых океанических волноводах. Проявляющиеся при этом основные закономерности и характерные особенности проиллюстрированы результатами соответствующих расчетов с использованием стандартного лучевого приближения и модовой теории для поля в изоскоростном волноводе.

Как известно [1], при распространении импульсных акустических сигналов в океаническом волноводе формируется пространственно-временнáя структура, которой на фиксированном горизонтальном расстоянии $r = r_0$ соответствует определенный рисунок линий максимальных значений интенсивности поля $J(t, r_0, z)$ на плоскости время распространения – глубина $(t - z)$. Характерная для каждого волновода картина таких линий, называемая $t - z$ диаграммой [2, 3], определяет зависимость времен распространения t импульсных сигналов от глубины приема z. При этом каждая линия $t - z$ диаграммы, соединяющая начала приходов однотипных импульсных сигналов, описывает фактически форму соответствующего волнового фронта в поперечном сечении волновода [1–3].

Предложенные впервые сравнительно давно [2] для описания характеристик лучевой структуры поля импульсных сигналов на различных глубинах, к настоящему времени $t - z$ диаграммы нашли широкое применение при решении весьма актуальных задач томографии океана [4, 5]. Именно последним объясняется значительное внимание, уделяемое экспериментальным и теоретическим исследованиям закономерностей, проявляющихся при формировании пространственно-временнóго распределения интенсивности импульсных сигналов в океанических волноводах [1, 4, 5]. Причем одним из важнейших направлений таких исследований является теоретическое описание проявляющихся при формировании $J(t, r_0, z)$ дифракционных эффектов, под которыми понимаются все возможные отличия в $J(t, r_0, z)$ от $t - z$ диаграмм, рассчитанных в геометроакустическом приближении [4–6]. Однако в такой постановке вопрос об адекватности описания пространственно-временнóй структуры поля $J(t, r_0, z)$ с использованием лучевых $t - z$ диаграмм затрагивает достаточно фундаментальную и имеющую значительную историю проблему о границах применимости и корректности геометроакустического приближения вообще при описании акустических полей в океанических волноводах [3, 7].

В настоящей же работе, не останавливаясь подробно на обсуждении всего многообразия традиционно рассматриваемых дифракционных эффектов [3, 7], исследуем, в основном, влияние дифракционной фокусировки акустических полей [8–10] на пространственно-временнóе распределение интенсивности импульсных сигналов $J(t, r, z)$ в океанических волноводах. Последнее обусловлено тем, что в отличие от других [3, 7], этот эффект, во-первых, проявляется как в рефракционных [8, 9], так и в изоскоростных волноводах [10, 11], причем особенно заметно при многомодовом режиме распространения тональных акустических сигналов, во-вторых, не рассматривался в научной литературе, за исключением работ [12, 13], где, однако, сделаны физически не обоснованные выводы. При этом в качестве иллюстративного примера здесь рассмотрено поведение $J(t, r, z)$ в изоскоростном волноводе, для которого существенно упрощается проведение соответствующих численных расчетов с использованием модовой теории и лучевого приближения; что, в свою очередь, позволяет наглядно сопоставить следующие из них результаты.

При решении поставленной задачи остановимся сначала весьма кратко на описании основных закономерностей, проявляющихся при дифракционной фокусировке акустических полей, гене-

рируемых точечным источником тонального излучения в волноводах [8–11].

Как показано в [8, 14], по трассе океанических волноводов происходит переформирование интерференционной структуры акустического поля с минимальным $R_{\min}$ и максимальным $R_{\max}$ пространственными периодами, проявляющееся в частичном повторении характерных при $0 \le r \ll R_{\min}$ закономерностей в пространственном (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределении его интенсивности. Это приводит к дифракционной фокусировке поля в соответствующих областях горизонтальных расстояний [8, 14]:

$$mR_{\min} \le r \le mR_{\max} \quad (m = 1, 2\ldots). \tag{1}$$

В (1) характерные пространственные периоды определяются следующими выражениями [8–10, 14]:

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

в которых величина

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

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

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

Частотная же зависимость горизонтального волнового числа k_l моды с номером l в (4) находится из характерного для каждого волновода дисперсионного уравнения.

Таким образом, здесь как и в [8–10, 14], по аналогии с дифракционными изображениями периодических структур в оптике [15], под дифракционной фокусировкой поля в волноводе понимается формирование соответствующих зон повышенной акустической освещенности. При этом пространственный период такой фокусировки принципиально зависит от длины излучения λ [8–10, 14, 16], в отличие от рефракционной фокусировки [3, 7], для которой зависимость ее пространственного периода от длины волны определяется лишь малой дифракционной поправкой к лучевому приближению.

Смысл термина – дифракционная фокусировка, а также проявление соответствующего ему эффекта поясним на простейшей модели изоскоростного волновода с глубиной водного слоя H и абсолютно жестким дном. В этом случае поле точечного источника эквивалентно полю "светящейся" одномерной решетки, состоящей из соответствующих ему действительного и мнимых источников [3, 7]. Апертура такой линейной решетки является бесконечно большой, поэтому соответствующая ей зона дифракции Фраунгофера находится на бесконечности. Последнее означает, что приемник всегда находится в зоне дифракции Френеля такой апертуры, вследствие чего и должна проявляться периодическая фокусировка излучения [15]. Период этой фокусировки, по аналогии с фокусировкой волн, проходящих через дифракционную решетку [15], должен быть пропорционален характерной величине H^2/λ [10, 11, 16]. Это утверждение аналитически доказано в [17], где с использованием представления поля в виде мнимых источников [3] показано, что при многолучевом режиме распространения сигналов $\lambda/H \ll 1$ дифракционная фокусировка тонального акустического излучения в идеальном волноводе проявляется с пространственным периодом $4H^2/\lambda$, совпадающим с соответствующим периодом $R_{\max}$, полученным из модовой теории (2) [10].

В произвольном же плоскослоистом океаническом волноводе дифракционная фокусировка тонального акустического излучения будет проявляться с пространственным периодом $R_{\max}$ (2), причем тем заметнее, чем меньше величина разности

$$\Delta R = R_{\max} - R_{\min} \tag{5}$$

соответствующих максимального и минимального периодов (2), т.е. при $\Delta R/R_{\min} \ll 1$. Однако даже при сильно различающихся значениях $R_{\min}$ и $R_{\max}$ (2), 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 (3) [8, 9]. Естественно, что чем больше число мод $L_m = l_b - l_s$ в каждой такой группе $l_s \le l \le l_b$, тем заметнее будет проявляться дифракционная фокусировка поля в соответствующих областях горизонтальных расстояний:

$$mR_s \le r \le mR_b, \tag{6}$$

где

$$\begin{aligned} R_s &= \min\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \\ R_b &= \max\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \end{aligned} \quad (l_s \le l \le l_b), \tag{7}$$

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

Как следует из сказанного выше (см. (1)–(7)), дифракционная фокусировка тонального акустического излучения обусловлена фактически конструктивной интерференцией соседних пар конструктивно интерферирующих мод. Поэтому заметное проявление этого эффекта при распространении импульсных сигналов возможно лишь при выпол-

нении определенных условий, необходимых для осуществления конструктивной интерференции соответствующих модовых импульсов.

С целью определения условий, необходимых для проявления дифракционной фокусировки импульсных сигналов, рассмотрим многомодовый режим распространения достаточно узкополосного импульса давления в произвольном плоскослоистом волноводе. При этом, в отличие от [18, 19], воспользуемся для описания временнóй формы исходного импульса давления $P_s(t)$ функцией

$$P_s(t) = \int_0^\infty S(\omega)e^{-i\omega t}d\omega + \text{к.с.} = p_0 e^{-t^2/T^2}\cos(\omega_0 t), \quad (8)$$

зависимость спектра которой $S(\omega)$ от циклической частоты ω имеет следующий вид:

$$S(\omega) = \frac{p_0}{2\sqrt{\pi}\Omega}\left\{e^{-(\omega-\omega_0)^2/\Omega^2} + e^{-(\omega+\omega_0)^2/\Omega^2}\right\}.$$

Здесь $\omega_0 \gg 1/T$ – частота заполнения импульса, эффективная длительность которого равна $\Delta t = 2T$, $\Omega = 2/T$ – частота, характеризующая полуширину его спектра, а символ к. с. в (8) обозначает соответствующее комплексно сопряженное слагаемое; p_0 – амплитуда возмущения давления, генерируемого точечным источником в свободном пространстве на сферической поверхности с радиусом R_0.

С использованием модового представления для поля в волноводе выражение для импульсной волны давления $P'(t, z, r)$ запишем в следующем виде [7, 18]:

$$P'(t, r, z) = R_0\left\{\int_0^\infty S(\omega)p(r, z)e^{-i\omega t}d\omega + \text{к.с.}\right\}, \quad (9)$$

$$p(r, z) = \pi i\sum_{l=1}^{L(\omega)}\psi_l(z_s)\psi_l(z)H_0^{(1)}(k_l r). \quad (10)$$

Здесь величина $p(r, z)$ в сочетании с последующим экспоненциальным множителем в (9) определяет, фактически, поле тонального излучения, формируемого всеми $L(\omega)$ распространяющимися модами, а $\psi_l(z)$ – ортонормированные собственные функции волновода, удовлетворяющие стандартным граничным условиям на его поверхности $z = 0$ и дне $z = H$. В дальней зоне точечного источника $k_l r \gg 1$ с использованием лишь главного члена асимптотики функции Ханкеля $H_0^{(1)}(k_l r)$ [3] преобразуем выражение (10) к удобному для последующего анализа виду:

$$p(r, z) = \frac{1}{\sqrt{r}}\sum_{l=1}^{L(\omega)}A_l(\omega, z, z_s)e^{i(k_l r + \pi/4)}, \quad (11)$$

$$A_l(\omega, z, z_s) = \sqrt{\frac{2\pi}{k_l}}\psi_l(z_s)\psi_l(z). \quad (12)$$

Далее, по аналогии с [18, 19], пренебрежем зависимостью амплитуд мод $A_l(\omega, z, z_s)$ от частоты излучения в достаточно узком диапазоне ее изменения $\omega_0 - \Omega \le \omega \le \omega_0 + \Omega$ и воспользуемся разложением горизонтального волнового числа моды в ряд по $(\omega - \omega_0)$ с учетом члена второго порядка малости:

$$k_l = k_l(\omega_0) + \frac{(\omega-\omega_0)}{v_l(\omega_0)} - \left(\frac{dv_l}{d\omega}\right)\Bigg|_{\omega=\omega_0}\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2v_l^2(\omega_0)}, \quad (13)$$

где $v_l = d\omega/dk_l$ – групповая скорость моды. Тогда, выполнив с использованием (11)–(13) интегрирование в (9), найдем приближенное выражение для временнóй зависимости возмущения давления в волноводе:

$$P'(t, r, z) \approx p_0 R_0\sum_{l=1}^{L}\Pi_l(t, r, z), \quad (14)$$

$$\Pi_l(t, r, z) = A_l(\omega_0, z, z_s)\frac{p_l}{\sqrt{r}}e^{-\tau_l^2/T_l^2}\times$$
$$\times\cos\left[k_l(\omega_0)r - \omega_0 t + \frac{\pi}{4} - \Theta_l + a_l\frac{\tau_l^2}{T_l^2}\right], \quad (15)$$

где

$$p_l = (1 + a_l^2)^{-1/4}, \quad a_l = \frac{r}{r_l}\operatorname{sign}\left\{\left(\frac{dv_l}{d\omega}\right)\Bigg|_{\omega=\omega_0}\right\},$$

$$r_l = T^2 v_l^2(\omega_0)/2\left(\left|\frac{dv_l}{d\omega}\right|\right)\Bigg|_{\omega=\omega_0},$$

$$\tau_l = \frac{r}{v_l(\omega_0)} - t, \quad T_l = T\sqrt{1 + a_l^2}, \quad \Theta_l = \operatorname{arctg}(a_l).$$

Из выражения для пространственно-временнóй зависимости возмущения давления в модовом импульсе $\Pi_l(t, r, z)$ (15) уже можно сделать определенные выводы, представляющие интерес при формулировке условий, необходимых для проявления эффекта дифракционной фокусировки поля в суммарном импульсном отклике $P'(t, r, z)$ (14). В самом деле, как видно (см. (15)), с ростом расстояния внутримодовая дисперсия приводит, во-первых, к увеличению эффективной длительности $\Delta t_l = 2T_l$ каждого модового импульса, во-вто-

рых, – к дополнительному, по сравнению с цилиндрическим законом $r^{-1/2}$, уменьшению его амплитуды, характеризующемуся множителем p_l.

Следовательно, с одной стороны, в противовес межмодовой дисперсии, приводящей к разбеганию модовых импульсов, внутримодовая дисперсия способствует проявлению эффекта дифракционной фокусировки поля (14) вследствие увеличения Δt_l. В этой связи можно утверждать, что для представляющей интерес группы мод с номерами $l_s \le l \le l_b$ (6), (7) эффект дифракционной фокусировки будет заметно проявляться, если разбегание во времени "центров" ($\tau_l = 0$) соответствующих им модовых импульсов не превысит половины минимальной эффективной длительности одного из них:

$$r\left(\frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_b}\right) \le T\sqrt{1 + \left(\frac{r}{r_b}\right)^2}, \qquad (16)$$

где

$$v_s = \min\{v_l(\omega_0)\}, \quad v_b = \max\{v_l(\omega_0)\},$$
$$r_b = \max\{r_l(\omega_0)\} \quad (l_s \le l \le l_b).$$

С использованием (6), (16) находим условие:

$$m\frac{R_b}{r_b}\left\{\frac{(v_s - v_b)^2 r_b^2}{v_s^2 v_b^2 T^2} - 1\right\}^{1/2} \le 1 \quad (m = 1, 2\ldots), \qquad (17)$$

выполнение которого необходимо для проявления эффекта дифракционной фокусировки модовых импульсов соответствующей группы мод $l_s \le l \le l_b$ в плоскослоистом волноводе.

С другой стороны, не учитываемая в [20, 21] внутримодовая дисперсия препятствует проявлению дифракционной фокусировки поля из-за дополнительного уменьшения p_l амплитуды каждого модового импульса (см. (15)). Однако это обстоятельство не играет столь принципиальной роли, поскольку влияет лишь на относительную (по отношению к энергетической сумме модовых импульсов) величину этого эффекта, определяемую здесь в большей степени зависимостью амплитуд мод (12) от их номера. Кроме того, внутримодовая дисперсия может отрицательно повлиять на дифракционную фокусировку поля также и из-за дополнительного изменения фазы каждого модового импульса, которое характеризуется величиной

$$\varphi_l = -\Theta_l + a_l\left(\frac{\tau_l}{T_l}\right)^2. \qquad (18)$$

Следует отметить, что наличие в (18) второго слагаемого приводит, фактически, к линейной во времени частотной модуляции в каждом модовом импульсе. При этом частота заполнения модового импульса

$$\omega_l = \omega_0 + \frac{a_l}{1 + a_l^2 T^2}\frac{\tau_l}{T^2} \qquad (19)$$

при $(dv_l/d\omega)|_{\omega=\omega_0} > 0$ увеличивается слева и уменьшается справа от его центра ($\tau_l = 0$); при $(dv_l/d\omega)|_{\omega=\omega_0} < 0$ имеет место обратная ситуация. Как видно из (19), максимальные отличия ω_l от ω_0 достигаются на характерных расстояниях $r = r_l$ (при $a_l = 1$), начиная с которых $\omega_l \longrightarrow \omega_0$ при $r \longrightarrow \infty$.

Таким образом, для выяснения возможности проявления эффекта дифракционной фокусировки акустического поля при распространении достаточно узкополосных импульсных сигналов в многомодовых плоскослоистых океанических волноводах необходимо провести соответствующий анализ зависимостей R_g, A_l, v_l, $dv_l/d\omega$ и r_l от номера моды l на частоте заполнения ω_0, позволяющий определить группы мод, для которых условие (17) выполняется в заданной области горизонтальных расстояний.

Относительно сказанного выше остается заметить лишь, что при выводе условия (17) пренебрегалось зависимостью амплитуд мод от частоты излучения в соответствующем диапазоне $\omega_0 - \Omega < \omega < \omega_0 + \Omega$. С использованием аналитических расчетов и без конкретизации типа волновода влияние частотной зависимости амплитуд мод на распространение соответствующих им модовых импульсов может быть исследовано в рамках приближения ВКБ для модового представления поля [18, 22]. Как нетрудно убедиться, учет этого влияния приведет к появлению зависящих от глубины источника z_s и приемника z, но не зависящих от горизонтального расстояния r поправок ко времени распространения модового импульса r/v_l и к величине a_l, характеризующей изменение его длительности Δt_l и фазы φ_l. Очевидно, что такие поправки не изменят в целом картину рассматриваемого явления и поэтому здесь не учитываются.

Остановимся теперь на количественной иллюстрации проявления эффекта дифракционной фокусировки акустического поля в пространственно-временнóй структуре интенсивности узкополосных импульсных сигналов в изоскоростном волноводе, представляющем собой однородный водный слой глубины H со скоростью звука в нем c_0 и плотностью среды ρ_0, лежащий на однородном жидком полупространстве с соответствующими акустическими характеристиками c и ρ. Такая простейшая модель волновода здесь выбрана лишь только потому, что в рамках этой модели, во-первых, достаточно подробно исследованы основные закономерности, проявляющиеся при дифракционной фокусировке поля тональных акустических сигналов [10], во-вторых, существенно

упрощается проведение соответствующих численных расчетов с использованием не только модового представления, но и лучевого приближения для поля в изоскоростном волноводе. Последнее позволяет достаточно наглядно продемонстрировать возможности этих теорий при описании явления дифракционной фокусировки акустического поля.

С целью иллюстрации структуры первой зоны дифракционной фокусировки, знание которой необходимо для дальнейшего анализа, рассмотрим сначала пространственное распределение нормированной на соответствующую геометрическую расходимость интенсивности акустического поля на характерной частоте заполнения $\omega = \omega_0$, полученное с использованием модовой ($J_m(r, z)$) и лучевой ($J_r(r, z)$) теорий:

$$J_m(r, z) = r|p(r, z)|^2, \tag{20}$$

$$J_r(r, z) = \sqrt{(2H)^2 + r^2}|\bar{p}(r, z)|^2. \tag{21}$$

Величина $p(r, z)$ в (20) определяется выражением (11), а $\bar{p}(r, z)$ в (21) – выражением (см. [17]), полученным с использованием представления поля в виде многократного отражения без учета смещения лучей при полном внутреннем отражении от дна [7].

При проведении численных расчетов пространственного распределения нормированной интенсивности акустического поля с использованием модовой (20) и лучевой (21) теорий выбирались, как и в [10], следующие значения параметров: $f = f_0 = 300$ Гц, $z_s = 9$ м, $H = 300$ м, $c_0 = 1.45$ км/с, $c = 1.7$ км/с, $\rho_0 = 10^3$ кг/м^3, $\rho = 1.6 \times 10^3$ кг/м^3.

Как следует из приведенных на рис. 1 результатов численного моделирования, представленных на плоскости $r - z$ в яркостном виде с динамическим диапазоном 20 дБ, соответствующие распределения интенсивности $J_m(r, z)$ (20) и $J_r(r, z)$ (21) в первой зоне дифракционной фокусировки практически совпадают. При этом они характеризуются двумя линиями максимальных значений интенсивности поля, выходящими из расположенной вблизи свободной поверхности точки и имеющими противоположные знаки углов наклона в плоскости $(r - z)$. Аналогичное совпадение пространственных зависимостей $J_m(r, z)$ и $J_r(r, z)$ наблюдается также и в других ($m > 1$) зонах дифракционной фокусировки и является следствием того, что поле в этих зонах формируется, в основном, модами низких номеров с малыми углами скольжения. Этим модам отвечают лучи также с малыми углами скольжения, смещение которых при полном внутреннем отражении мало, и им можно пренебречь [7]. Последнее обстоятельство и приводит к тому, что стандартная лучевая теория корректно описывает формирование зон дифракционной фокусировки акустического поля в изоскоростном волноводе.

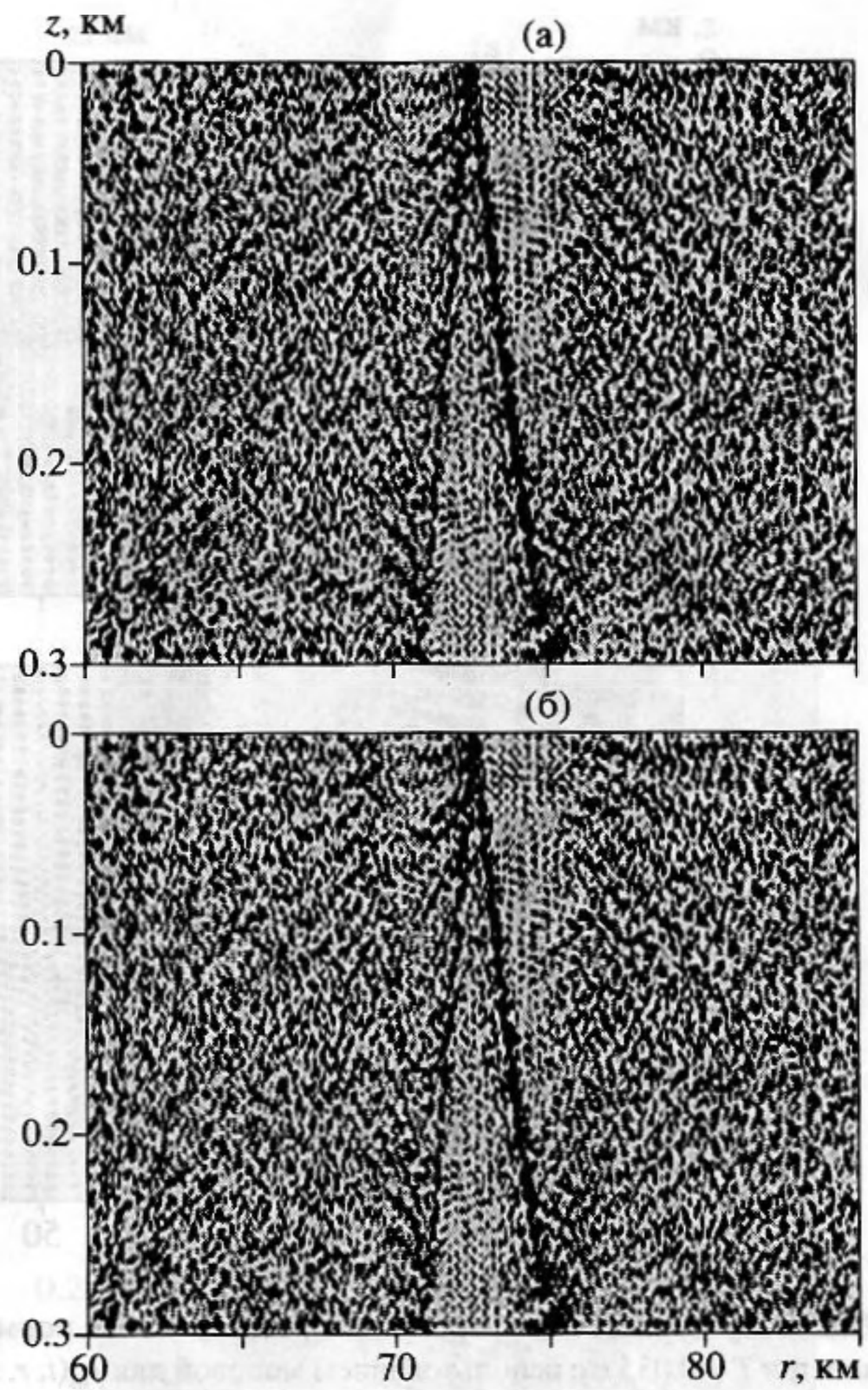

Рис. 1. Пространственное распределение нормированной интенсивности акустического поля в первой зоне дифракционной фокусировки, рассчитанное с использованием модовой для $J_m(r, z)$ (20) – (а) и лучевой для $J_r(r, z)$ (21) – (б) теорий.

Используя полученную информацию об интерференционной структуре акустического поля на фиксированной частоте излучения в первой зоне дифракционной фокусировки (см. рис. 1), перейдем к изучению соответствующих особенностей в пространственно-временнóй структуре узкополосных импульсных сигналов с той же частотой заполнения в этой же зоне.

При решении поставленной задачи проводились численные расчеты пространственно-временнóго распределения нормированной на соответствующую геометрическую расходимость интенсивности импульсных сигналов с использованием модовой ($J_m(t, r, z)$) и лучевой ($J_r(t, r, z)$) теорий:

$$J_m(t, r, z) = r|P'(t, r, z)|^2/p_0^2R_0^2, \tag{22}$$

$$J_r(t, r, z) = \sqrt{(2H)^2 + r^2}|\Pi(t, r, z)|^2/p_0^2R_0^2. \tag{23}$$

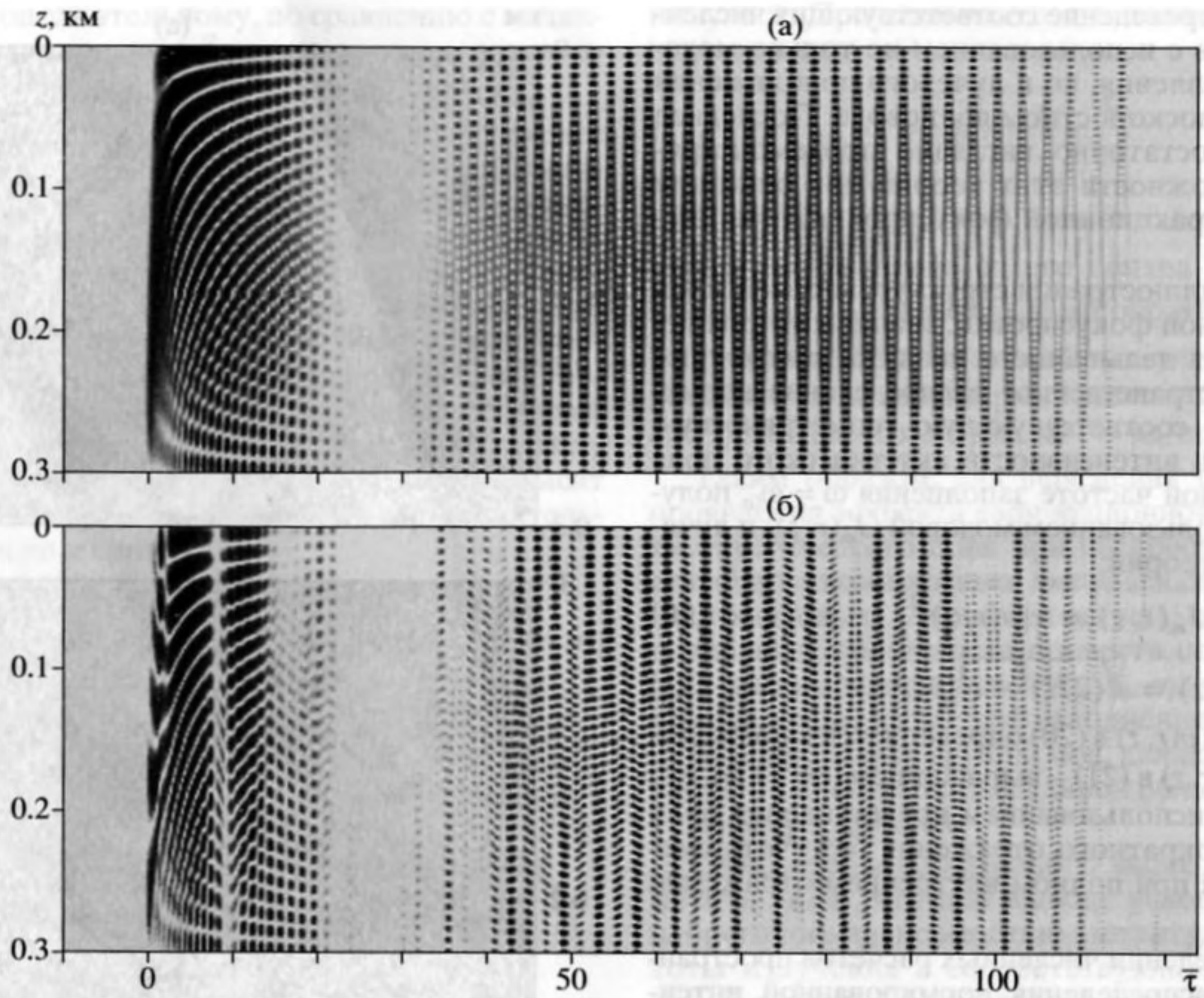

Рис. 2. Пространственно-временно́е распределение нормированной интенсивности импульсных сигналов, рассчитанное при $T = 0.035$ с с использованием модовой для $J_m(t, r, z)$ (22) – (а) и лучевой для $J_r(t, r, z)$ (23) – (б) теорий; здесь $\bar{\tau} = \tau/2T$.

Здесь зависимость $P'(t, r, z)$ в (22) определяется выражением (19), а $\Pi(t, r, z)$ в (23) – выражением (см. [17]), записанным в представлении поля в виде многократного отражения [7], при получении которого в [17] пренебрегалось как смещением лучей, так и изменением временно́й формы импульсных сигналов при полном внутреннем отражении от дна. Последнее означает, что при полном внутреннем отражении от дна океанического волновода достаточно узкополосного сигнала $\omega_0 T \gg 1$ пренебрегалось изменением его огибающей, хотя учитывалось изменение его фазы.

Численные расчеты пространственно-временно́го распределения нормированной интенсивности импульсных сигналов с использованием выражений (22), (23) проводились при $f_0 = 300$ Гц, $z_s = 9$ м, а также при двух значениях $\Delta t = 0.07$ с и $\Delta t = 0.2$ с эффективной длительности $\Delta t = 2T$ исходной волны давления (8). При этом, учитывая пространственную структуру зоны дифракционной фокусировки акустического поля, генерируемого источником тонального излучения (см. рис. 1), значение горизонтального расстояния выбиралось таким образом ($r = 72.5$ км), чтобы дифракционная фокусировка поля могла заметно проявиться вблизи свободной поверхности изоскоростного океанического волновода (см. рис. 1).

Результаты численных расчетов соответствующих зависимостей $J_m(t, r, z)$ и $J_r(t, r, z)$ приведены на рис. 2, 3, где они представлены на плоскости $\tau - z$ в яркостном виде с динамическим диапазоном 20 дБ; здесь $\tau = t - t_0$ – время, отсчитываемое от минимального времени распространения импульсных сигналов t_0. Анализ этих результатов позволяет сделать следующие выводы.

Во-первых. До зоны дифракционной фокусировки пространственно-временна́я структура поля уже разделяется на две характерные группы, первая из которых формируется модами относительно низких номеров $l < 34$ с бо́льшими значениями групповых скоростей и максимумом $A_l(z_s, z = z_s, \omega)$ при $l = 16$, а вторая – модами относительно высоких номеров $l > 34$ с меньшими значениями групповых скоростей и максимумом $A_l(z_s, z = z_s, \omega)$ при $l = 50$. При этом вся пространственно-временна́я структура поля импульсных сигналов, формируемая как первой, так и второй группами мод, представляется состоящей из двух систем взаимно пе-

ресекающихся линий максимальных значений интенсивности, имеющих гиперболическую форму и выходящих из расположенных вблизи соответственно свободной поверхности и дна точек, отвечающих модовым импульсам с минимальными временами распространения.

Во-вторых. Как и следовало ожидать, дифракционная фокусировка акустического поля проявляется лишь в первой группе мод $1 \le l < 34$ и характеризуется при $r = 72.5$ км повышенными значениями интенсивности вблизи свободной поверхности. Естественно, что с увеличением характерной длительности исходного импульса давления дифракционная фокусировка проявляется заметнее, а пространственно-временнáя структура поля $J(t, r, z)$ на $\tau - z$ диаграмме становится все боле похожей на пространственную структуру поля $J(r, z)$ тонального излучения, представленную на плоскости $r - z$ (см. рис. 1).

В-третьих. На отмеченном выше фоне гиперболических линий максимальных значений интенсивности поля, характерных для дисперсии мод в водной волне изоскоростного волновода, время распространения которых уменьшается с ростом частоты излучения [3, 7], формируется также характерная для такого волновода структура волновых фронтов, которая на $\tau - z$ диаграмме имеет вид "пучка" с увеличивающимся с течением времени углом падения на соответствующие границы волновода. Соответствующая структура волновых фронтов заметнее всего проявляется на $\tau - z$ диаграмме для второй группы мод. Естественно, что с увеличением эффективной длительности исходного импульса давления проявление "пучковой" структуры волновых фронтов становится менее заметным на $\tau - z$ диаграмме.

Из сказанного выше следует, что дифракционная фокусировка поля не имеет никакого отношения к формированию "пучковой" структуры волновых фронтов на $\tau - z$ диаграмме, поэтому сделанное в [12, 13] противоположное утверждение является ошибочным. Последнее наглядно подтверждается также приведенными на рис. 4 результатами численных расчетов пространственно-временнóго распределения нормированной на соответствующую геометрическую расходимость интенсивности акустического поля при некогерентном суммировании вкладов отдельных лучей.

В самом деле, как видно (см. рис. 4), характерная для изоскоростного волновода "пучковая" структура волновых фронтов формируется даже при некогерентном сложении лучей, при котором дифракционная фокусировка поля заведомо не проявляется. Это означает, в свою очередь, что отмеченная структура волновых фронтов проявляется на $\tau - z$ диаграмме лишь тогда, когда выполняются условия для формирования лучей со-

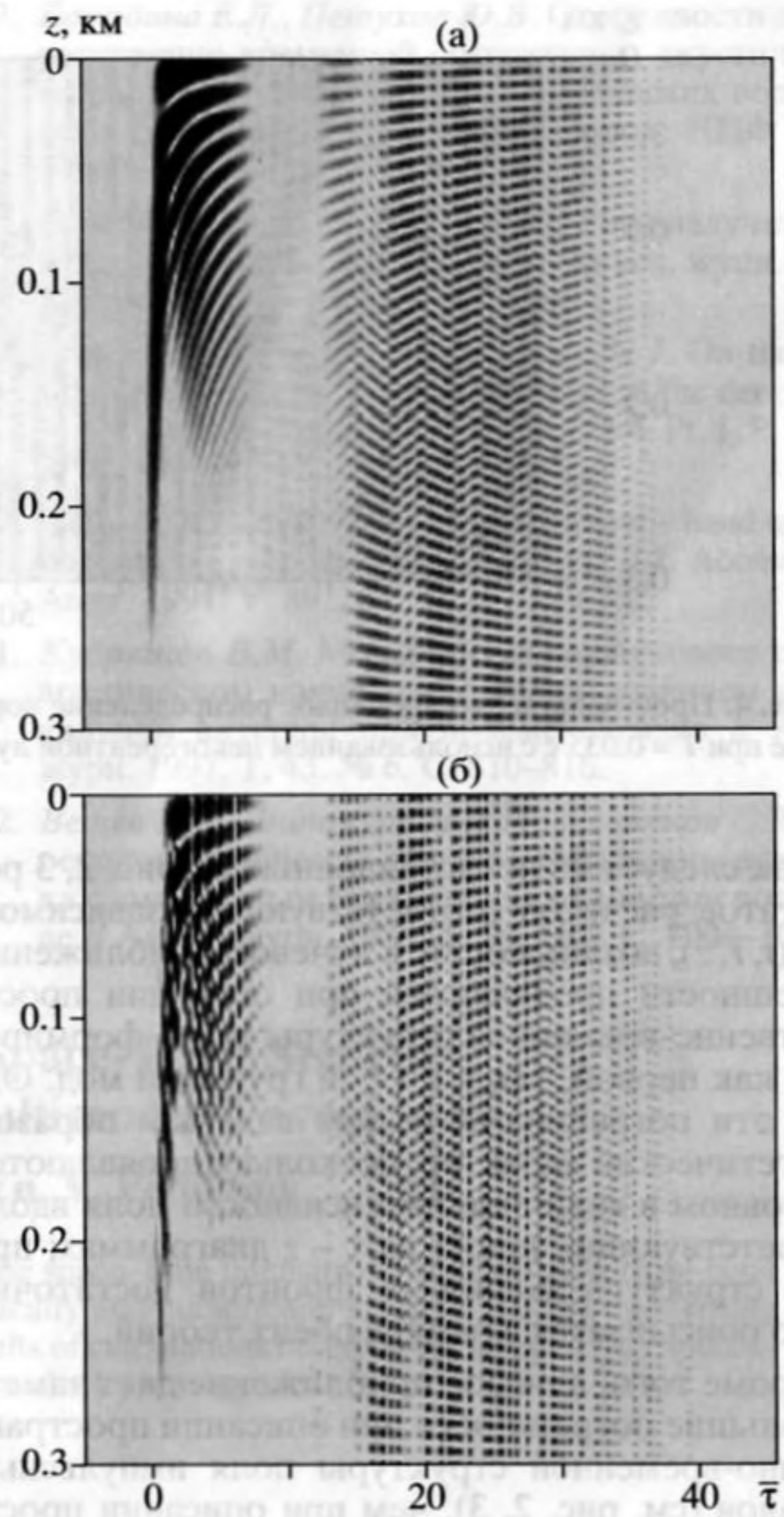

Рис. 3. Пространственно-временнóе распределение нормированной интенсивности импульсных сигналов, рассчитанное при $T = 0.1$ с с использованием модовой для $J_m(t, r, z)$ (22) – (а) и лучевой для $J_r(t, r, z)$ (23) – (б) теорий; здесь $\bar{\tau} = \tau/2T$.

ответствующими группами конструктивно интерферирующих мод [3]. Поэтому соответствующие линии на $\tau - z$ диаграмме характеризуют обычные зависимости времен распространения лучей $t(r, z)$ от глубины приема при различной кратности отражения их от поверхности и дна океанического волновода на фиксированном горизонтальном расстоянии. Такие зависимости достаточно точно описываются приведенными в [17] приближенными аналитическими выражениями для $t(r, z)$.

В заключение представляется важным проанализировать отличия, проявляющиеся в пространственно-временнýх структурах поля, рассчитанных с использованием модовой ($J_m(t, r, z)$ (22)) и лучевой ($J_r(t, r, z)$ (23)) теорий.

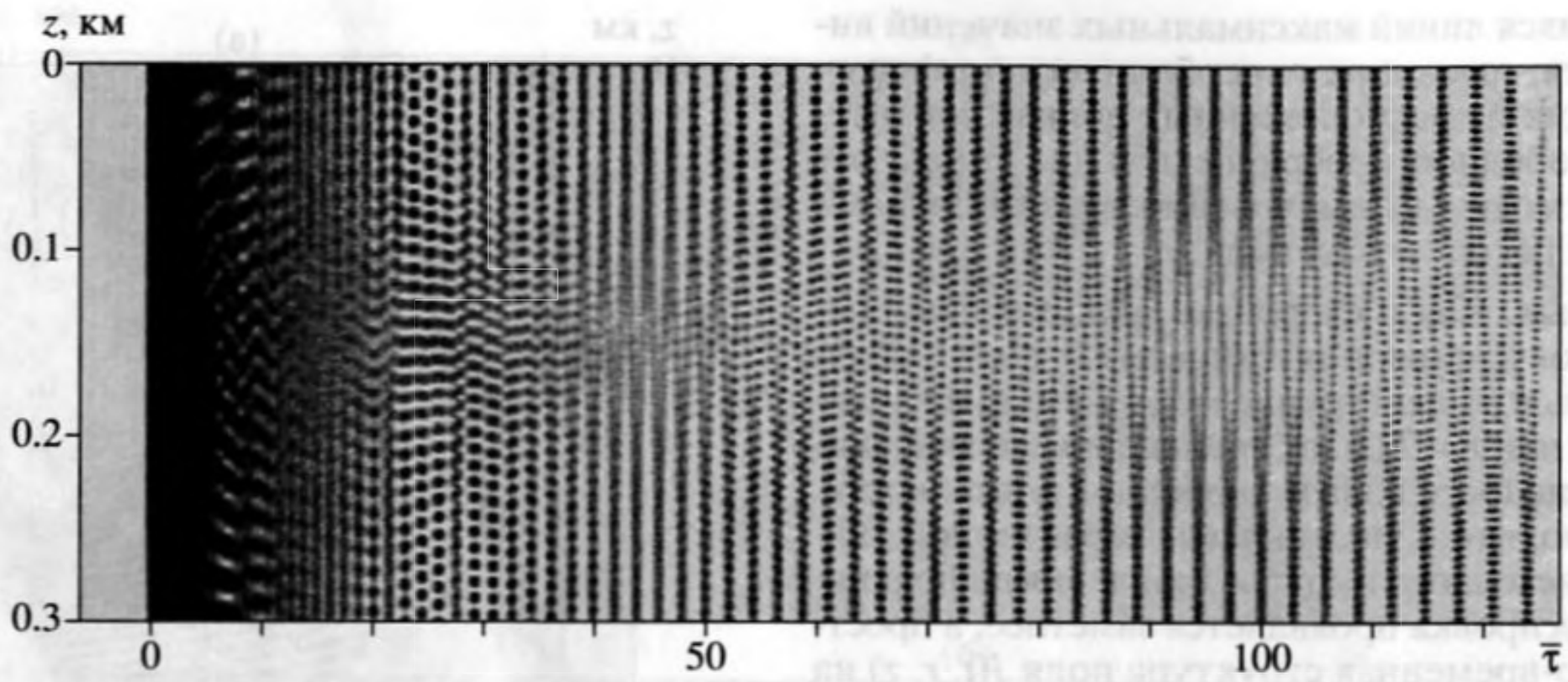

Рис. 4. Пространственно-временнóе распределение нормированной интенсивности импульсных сигналов, рассчитанное при $T = 0.035$ с с использованием некогерентной лучевой теории; здесь $\bar{\tau} = \tau/2T$.

Как следует из представленных на рис. 2, 3 результатов расчетов соответствующих зависимостей $J(t, r, z)$, возникающие в лучевом приближении погрешности проявляются при описании пространственно-временнóй структуры поля, формируемой как первой, так и второй группами мод. Однако эти погрешности имеют главным образом энергетический характер, поскольку проявляются в основном в величине интенсивности поля вдоль соответствующих линий на $\tau - z$ диаграммах; при этом структура волновых фронтов достаточно точно описывается в рамках обеих теорий.

Кроме того, лучевое приближение дает заметно бóльшие погрешности при описании пространственно-временнóй структуры поля импульсных сигналов (см. рис. 2, 3), чем при описании пространственной интерференционной структуры поля, генерируемого источником тонального излучения (см. рис. 1). Это обстоятельство обусловлено тем, что при получении выражения для $J_r(t, r, z)$ (23) в [17] были сделаны дополнительные, по сравнению с $J_r(r, z)$ (21), приближения относительно изменения временнóй формы профиля узкополосного импульса давления при его полном внутреннем отражении от дна. Поэтому вполне естественно, что с увеличением эффективной длительности $\Delta t = 2T$ исходного импульса давления погрешности лучевого приближения при описании пространственно-временнóй структуры поля уменьшаются до минимума, достижимого при $T \longrightarrow \infty$ (см. рис. 2, 3).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов № 98-05-64652 и 00-05-64604).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boyd J., Cornuelle B.D., Duda T.F. et al.* A comparison of measured and predicted broadband acoustic arrival patterns in travel – depth coordinates at 1000-km range // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 6. P. 3118–3128.
2. *Апанасенко В.А.* О зависимости временной структуры импульсного сигнала в слоисто-неоднородной среде от вертикальной координаты // Акуст. журн. 1967. Т. 12. № 1. С. 128–130.
3. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
4. *Baggeroer A.B., Birdsall T.G., Colosi J.A. et al.* A test of basin – scale acoustic thermometry using a large – aperure vertical array at 3250-km range in the eastern North Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 6. P. 3185–3201.
5. *Baggeroer A.B., Birdsall T.G., Colosi J.A. et al.* Comparisons of measured and predicted acoustic fluctuations for a 3250-km propagation experiment in the eastern North Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 6. P. 3202–3218.
6. *Spiesberger J.L., Tappert F.D.* Kaneohe acoustic thermometer further validated with rays over 3700-km and the demise of the idea of axially trapped energy // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 1. P. 173–184.
7. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
8. *Петухов Ю.В.* Периодическое пространственное переформирование интерференционной структуры и дифракционная фокусировка акустических полей в океанических волноводах / Препринт № 443. Н. Новгород: НИРФИ, 1998. 37 с. // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 384–391.
9. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.* Дифракционная фокусировка акустического поля в подводном звуковом канале / Препринт № 467. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1998. 20 с. // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 2. С. 149–156.
10. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.* Особенности пространственной интерференционной структуры акустического поля в мелком море / Препринт № 466. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1998. 12 с. // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 1. С. 5–12.

11. *Weston D.E.* Sound focusing and beaming in the interference field due to several shallow-water modes // J. Acoust. Soc. Amer. 1968. V. 44 № 6. P. 647–654.
12. *Borodina E.L., Stromkov A.A., Khil'ko A.I.* Coherent structure of broadband pulse signals in the shallow sea. In book: The formation of acoustical fields in oceanic waveguides. Coherence phenomena / Ed. by Zverev V.A. N. Novgorod: IAP RAS, 1997. P. 186–212.
13. *Бурдуковская В.Г., Лазарев В.А., Хилько А.И.* Особенности структуры акустических импульсов в мелком море: Эксперимент и теоретическая интерпретация. В сб. Тр. школы-семинара "Акустика океана" / Под ред. Бреховских Л.М. М.: ГЕОС, 1998. С. 198–202.
14. *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.
15. *Edgar R.F.* The Fresnel diffraction images of periodic structure // Optica acta. 1969. V. 16. № 3. P. 281–287.
16. *Ривлин Л.А., Шильдяев В.С.* Полигармонические волноводы для когерентного света // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 4. С. 572–578.
17. *Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.* Особенности пространственно-временной структуры акустических сигналов в многомодовых океанических волноводах / Препринт № 524. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2000. 28 с.
18. *Полянская В.А.* О поле импульсного излучателя в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1959. Т. 5. № 1. С. 91–100.
19. *Brown M.G., Tappert F.D., Viechnicki J.* On the measurement of modal group time delays in the deep sea // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100. № 4. Pt. 1. P. 2093–2102.
20. *McCann K.J., Lee-McCann F.* A narrow – band approximation to the acoustic pressure field // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. № 6. P. 2670–2676.
21. *Кудряшов В.М.* Моделирование звукового поля в арктическом волноводе с использованием вертикальной антенны при приеме сигнала // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 6. С. 810–816.
22. *Вещев Н.А., Винокурова А.И., Славянов С.Ю.* Переходные процессы в случае тонального источника с импульсным включением в слоистом волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 6. С. 1004–1009.

Specific Features of the Space-Time Structure of Acoustic Signals in Multimode Waveguides

E. L. Borodina and Yu. V. Petukhov

The effect of the diffraction focusing of acoustic field on the space–time intensity distribution of narrow-band pulsed signals in multimode oceanic waveguides is analytically and numerically studied. The laws governing this effect and its specific features are illustrated by the results of calculations based on the standard ray approximation and the mode theory for the acoustic field in an isovelocity waveguide.