АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 1, с. 111 - 120

УДК 534.221

# ЗВУКОВОЙ ПУЧОК С МИНИМАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ РАСХОДИМОСТЬЮ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПО ТРАССЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

**© 1994 г. Ю. В. Петухов**

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

Поступила в редакцию 04.03.93 г.

Исследовано пространственное (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределение интенсивности акустического поля, возбуждаемого точечным источником гармонических сигналов в глубоководных океанических волноводах с открытым к поверхности или ко дну подводными звуковыми каналами. Установлено, что в них при многомодовом режиме распространения всегда формируется преобладающий по интенсивности узкий звуковой пучок с минимальной геометрической расходимостью волнового фронта по трассе океанических волноводов. Выяснено, что при взаимодействии с дном дифракционное расплывание этого пучка существенно возрастает при понижении частоты излучения.

В работе [1] при изучении влияния дифракционных эффектов на формирование дальних зон акустической освещенности по трассе распространения низкочастотных гармонических сигналов в глубоководном подводном звуковом канале, с использованием строгой модовой теории было установлено, что на определенной выделенной частоте $f = f_0$ функция $\Sigma_m(f)$, характеризующая зависимость ширина каждой из этих зон ($m = 1, 2, \ldots$) от частоты, имеет абсолютный минимум. Его существование обусловлено возбуждением точечным источником, при $f = f_0$ и заданных глубинах погружения корреспондирующих точек, одного единственного и наиболее узкого модового пучка с минимальным диапазоном изменения пространственных периодов интерференции формирующих его высших волноводных мод, эффективно взаимодействующих со свободной поверхностью океана. Естественно, что в таком модовом пучке расфазировка мод с ростом расстояния происходит наиболее медленно, в результате чего на выделенной частоте $f = f_0$ в подводном звуковом канале формируется акустический пучок с минимальной геометрической расходимостью волнового фронта по трассе распространения; последнее обстоятельство приводит к тому, что даже на значительных расстояниях $r \approx 3 \times 10^3$ км (см. [1]) зоны конвергенции акустического поля существенно не перекрываются и тем самым отчетливо проявляются при $f = f_0$.

Поэтому представляет естественный интерес исследование пространственного (по глубине $z$ и горизонтальному расстоянию $r$) распределения интенсивности акустического поля $J(r, z)$ на различных частотах $f \lesssim f_0$ в глубоководных океанических волноводах с целью выделения областей преимущественной локализации энергии гармонических сигналов, возбуждаемых точечным источником. В этой связи настоящая работа, являющаяся фактически продолжением [1], посвящена изучению характерных для подводного звукового канала особенностей пространственного распределения интенсивности акустического поля.

При расчетах зависимости $J(r, z)$ воспользуемся модовой программой "MALBA" [2], а численное моделирование проведем сначала при конкретных стратификации скорости звука $c(z)$ (рис. 1), значения частоты $f = f_1 = 14$ Гц, $f = f_0 = 60$ Гц,

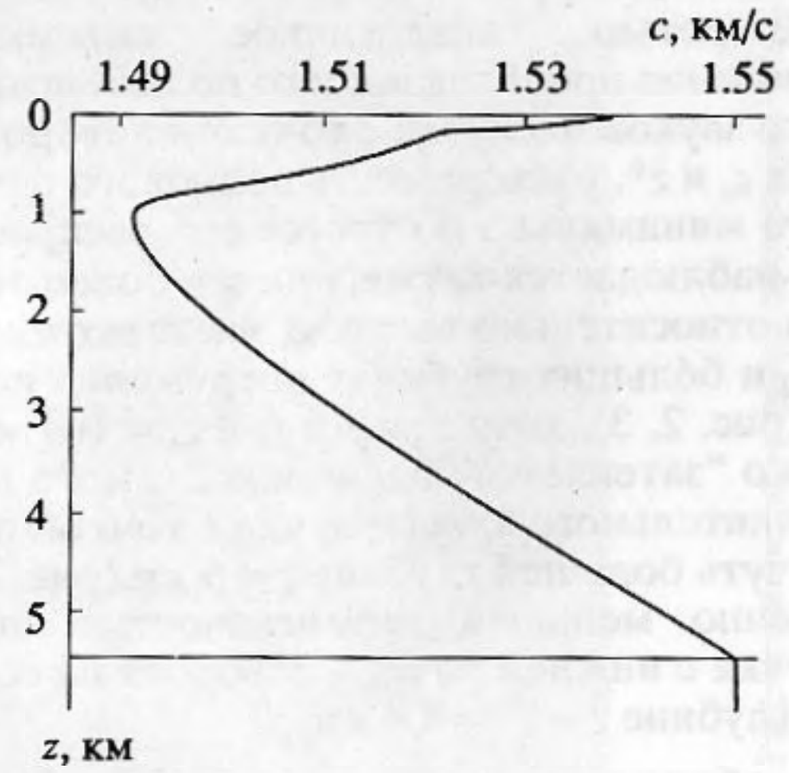


**Рис. 1.** Стратификация скорости звука $c(z)$ по глубине $z$ водного слоя океана ($0 \le z \le 5.5$ км), характеризующая открытый к поверхности канал.

$f = f_2 = 111$ Гц и глубине погружения источника $z_s = 104$ м, соответствующих выполненным в [1] вычислениям и условиям проведения экспериментальных исследований в [3]; при этом дно океанического волновода будем считать акустически прозрачным [1]. Результаты расчета зависимости $J(r, z)$ при соответствующих частотах излучения представлены на рис. 2 в плотностной записи, при анализе которой необходимо иметь в виду, что с целью детальной иллюстрации всей пространственной структуры поля, требующей учета областей даже с весьма малой интенсивностью звука, проводилась нормировка значений $J(r, z)$ на определенным образом подобранные функции, учитывающие геометрическую расходимость поля по $r$ и его распределение по глубине $z$, характеризующееся наличием максимумов на горизонте источника и сопряженной глубине $z^*$ [4 - 6], определяемой из равенства скоростей звука $c(z_s) = c(z^*)$ на этих глубинах.

Из приведенных в таком виде результатов численного моделирования (рис. 2) можно сделать следующие выводы. Во-первых, на выделенной частоте $f = f_0$ в подводном звуковом канале действительно формируется звуковой пучок, который по трассе распространения расплывается медленнее, чем пучок на относительно более низкой $f = f_1$ или высокой $f = f_2$ частотах. Во-вторых, хотя на низкой частоте $f = f_1$ первоначально сформированный звуковой пучок полностью расплывается на расстояниях $r \geq 800$ км, на которых соответствующие ему зоны конвергенции акустического поля полностью перекрываются, однако даже в этой области ($r > 800$ км) заметно выделяется преобладающий по интенсивности более узкий звуковой пучок с верхней точкой поворота на горизонте источника $z = z_s$, а с нижней – на сопряженной глубине $z^* = 4.4$ км, уменьшающейся, естественно, с ростом $z_s$ (рис. 3), у которого, по-видимому, минимальная геометрическая расходимость волнового фронта по трассе распространения. В-третьих, аналогичное явление – существование преобладающего по интенсивности узкого звукового пучка с точками поворота на глубинах $z_s$ и $z^*$, расходимость волнового фронта которого минимальна по трассе его распространения, – наблюдается также, причем более отчетливо, на относительно высоких частотах излучения $f_0$, $f_2$ и бóльших глубинах погружения источника $z_s$ (рис. 2, 3), хотя при $f = f_2$ и $z_s = 104$ м оно несколько "затеняется" наличием с самого начала дополнительного узкого пучка с точкой поворота на чуть большей глубине $z = 5$ км (рис. 2в) и существенно меньшей интенсивностью звука, чем у пучка с нижней точкой поворота на сопряженной глубине $z = z^* = 4.4$ км.

Для объяснения обнаруженного явления воспользуемся взаимосвязью между модовым представлением поля в ВКБ приближении и лучевой теорией, причем конкретные аналитические расчеты проведем для модельного волновода с билинейной зависимостью квадрата показателя преломления $n^2(z)$ от глубины $z$:

$$n^2(z) = \begin{cases} 1 + a_1(z - z_0), & 0 \leq z \leq z_0, \\ 1 - a_z(z - z_0), & z_0 \leq z \leq H, \end{cases} \tag{1}$$

здесь $z_0$ – глубина оси подводного звукового канала, $H$ – глубина водного слоя океана, $a_1$ и $a_2$ – параметры, характеризующие величину градиента скорости звука выше и ниже оси канала соответственно. Поскольку геометрическая расходимость волноводного пучка с ростом расстояния обусловлена расфазировкой формирующих его мод, то для интерпретации рассматриваемого явления в рамках лучевой теории необходимо фактически установить существование диапазона значений $\beta_{jm} = \sin\theta_{jm}$, соответствующего лучам, вдоль траектории которых на плоскости $r$, $z$ конструктивно интерферирует наибольшее количество мод; здесь $\theta_{jm}$ – угол падения определенного луча для характерной четверки $j = [1, 4]$ с заданным числом полных циклов $m = 1, 2, \ldots$ по $r$. Количество волн Бриллюэна $\Delta l_j$, т.е. неполных мод, формирующих соответствующий луч, можно оценить по формуле

$$\Delta l_j = D(\beta_{jm}) \sqrt{\frac{k_0}{2\pi \left| \frac{\partial R_{jm}}{\partial \beta_{jm}} \right|}}, \tag{2}$$

определяющей значимую область интегрирования по номеру моды $l$ при переходе от модового представления поля в ВКБ приближении к лучевому [7]. В (2) проходимое лучом горизонтальное расстояние $r = R_{jm}(\beta_{jm})$ и полный цикл луча $D(\beta_{jm})$ определяются следующими выражениями [8]:

$$\begin{gathered} R_{jm}(\beta_{jm}) = mD(\beta_{jm}) + \mu_j D(z_s, \beta_{jm}) + \chi_j D(z, \beta_{jm}), \\ D(\beta_{jm}) = 2D(z'', \beta_{jm}), \end{gathered} \tag{3}$$

в которых:

$$D(z, \beta) = \beta \int_z^{z_{max}} dz/\gamma(z, \beta), \quad \gamma(z, \beta) = \sqrt{n^2(z) - \beta^2},$$

$$\mu_j, \chi_j = \begin{cases} 1, -1, & j = 1; \\ -1, 1, & j = 2; \\ 1, 1, & j = 3; \\ -1, -1, & j = 4, \end{cases} \tag{4}$$

$$z'' = \begin{cases} 0, & \gamma(z'', \beta) > 0; \\ z_{min}, & \gamma(z'', \beta) = 0; \end{cases}$$

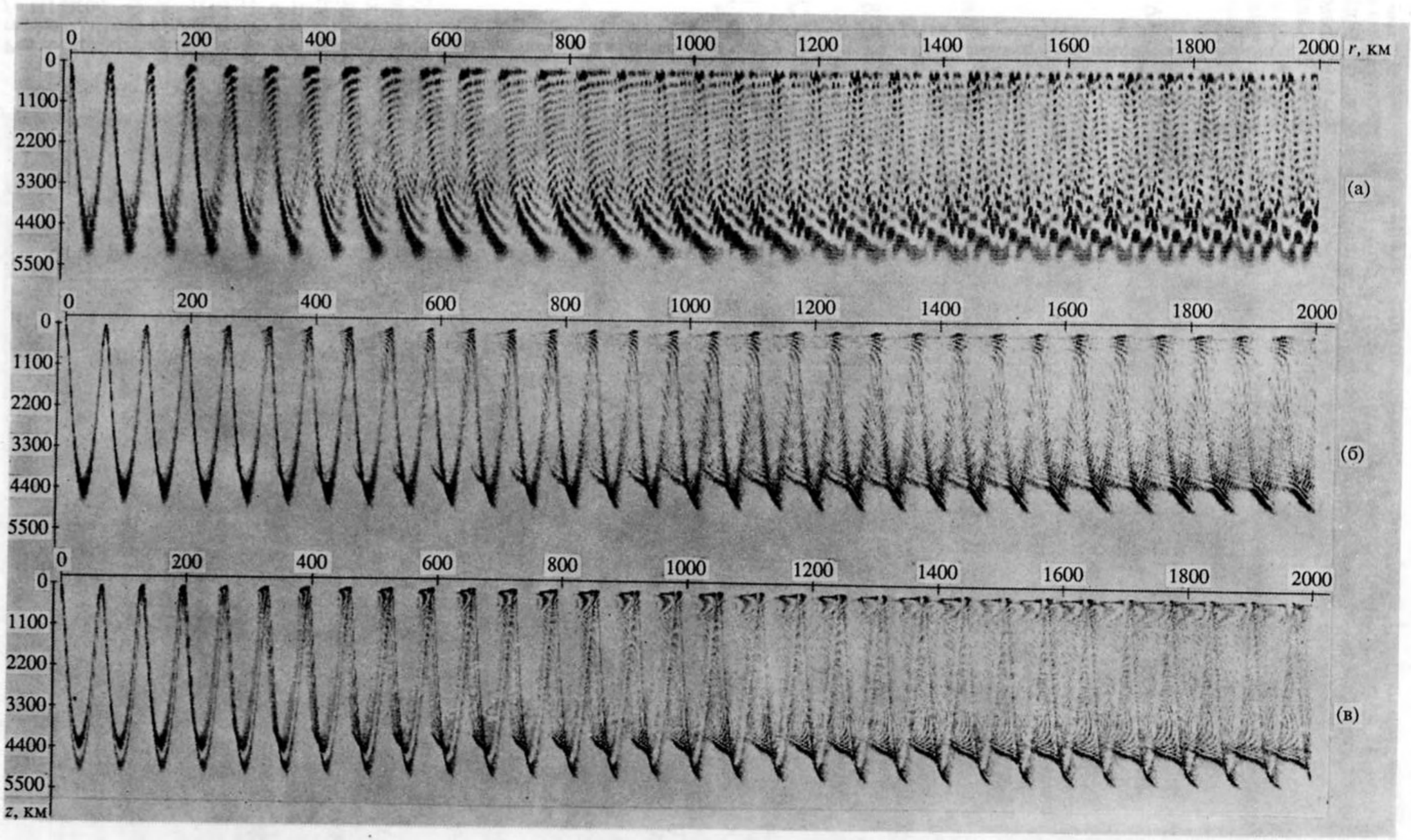


**Рис. 2.** Рассчитанное по модовой программе "MALBA" и представленное в плотностной записи распределение интенсивности $J(r, z)$ акустического поля по глубине $z$ и горизонтальному расстоянию $r$ в открытом к поверхности канале (рис. 1) при глубине источника $z_s$ = 104 м и различных частотах излучения: $f$ = 14 Гц (а), $f$ = 60 Гц (б), $f$ = 111 Гц (в).

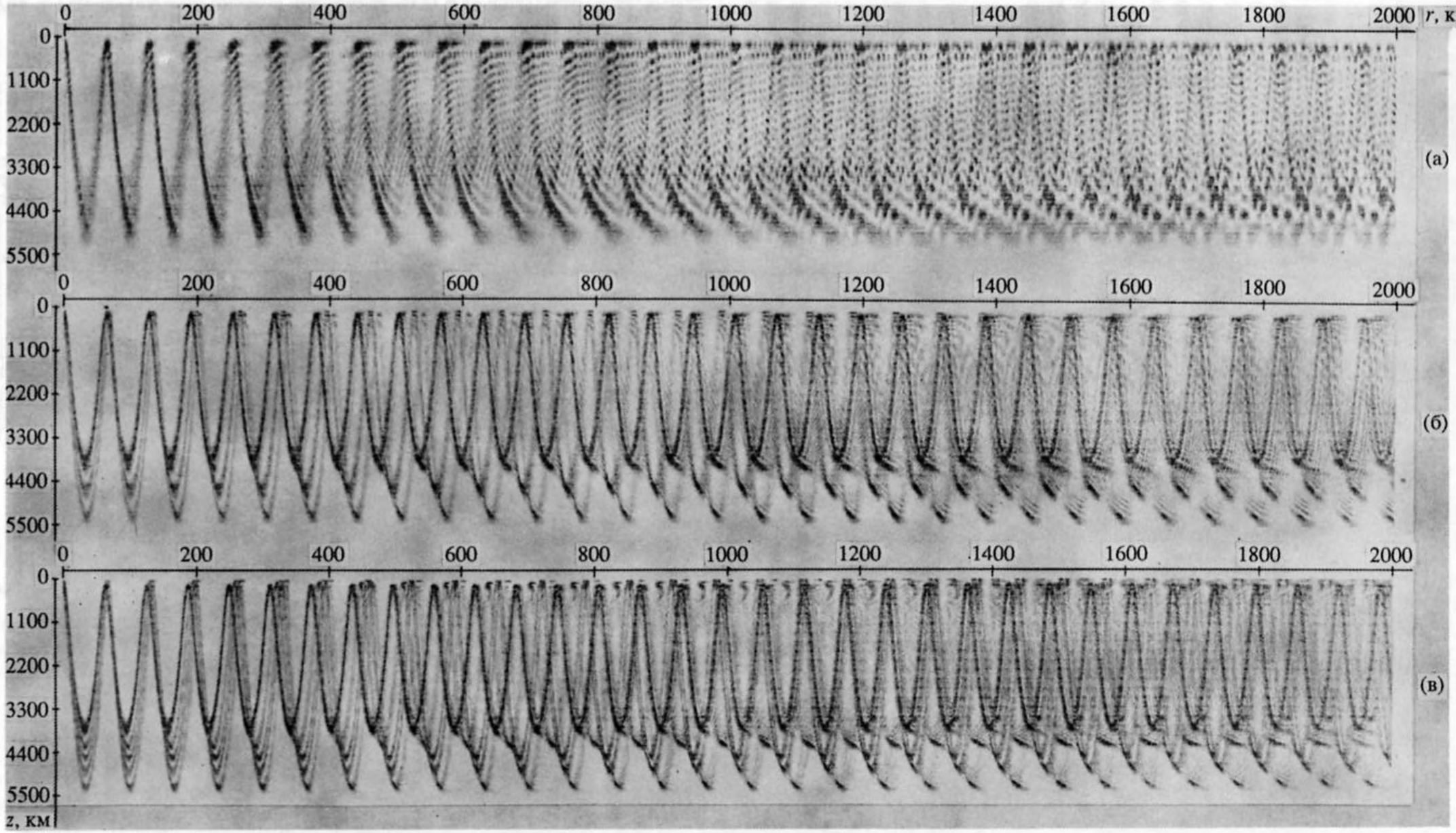


**Рис. 3.** Рассчитанное по модовой программе "MALBA" и представленное в плотностной записи распределение интенсивности $J(r, z)$ акустического поля по глубине $z$ и горизонтальному расстоянию $r$ в открытом к поверхности канале (рис. 1) при глубине источника $z_s = 200$ м и различных частотах излучения: $f = 14$ Гц (а), $f = 60$ Гц (б), $f = 111$ Гц (в).

$z_{\min}$, $z_{\max}$ – верхний и нижний горизонты поворота луча соответственно, $n(z) = c(z_0)/c(z)$, $k_0 = \omega/c(z_0)$, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота. Если ограничиться рассмотрением в модельном волноводе (1) лишь канальных лучей $z_{\min} \le z \le z_{\max}$, представляющих здесь основной интерес, то с использованием (2), (3) найдем для количества формирующих эти лучи волн Бриллюэна аналитическое выражение:

$$\Delta l_j(\beta_{jm}) = \sqrt{\frac{k_0}{2\pi a_1}}\left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right)\frac{\beta_{jm}\sqrt{1-\beta_{jm}^2}}{\sqrt{|F(\beta_{jm})|}}, \qquad (5)$$

$$F(\beta_{jm}) = \begin{cases} F_1(\beta_{jm}), & z < z_0; \\ F_2(\beta_{jm}), & z > z_0, \end{cases}$$

в котором

$$F_1(\beta_{jm}) = F_0(\beta_{jm}) - \frac{\mu_j}{2}d_1(z_s, \beta_{jm}) - \frac{\chi_j}{2}d_1(z, \beta_{jm}),$$

$$F_2(\beta_{jm}) = F_0(\beta_{jm}) - \frac{\mu_j}{2}d_1(z_s, \beta_{jm}) - \frac{\chi_j}{2}\frac{a_1}{a_2}d_2(z, \beta_{jm}),$$

$$F_0(\beta_{jm}) = \left(m + \frac{\mu_j + \chi_j}{2}\right)\left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right)\frac{1 - 2\beta_{jm}^2}{\sqrt{1-\beta_{jm}^2}}, \qquad (6)$$

$$d_1(z, \beta_{jm}) = \frac{1 + a_1(z - z_0) - 2\beta_{jm}^2}{\sqrt{1 + a_1(z - z_0) - \beta_{jm}^2}},$$

$$d_2(z, \beta_{jm}) = \frac{1 - a_2(z - z_0) - 2\beta_{jm}^2}{\sqrt{1 - a_2(z - z_0) - \beta_{jm}^2}}.$$

Из (5) следует, что геометрическая расходимость лучевой трубки будет минимальна вдоль тех лучевых траекторий, которым соответствуют минимальные значения функции $|F(\beta_{jm})|$. Проанализируем поведение функции $F(\beta_{jm})$ у наиболее выделенного при фиксированном значении $m$ луча с $\chi_3 = \mu_3 = 1$, для которого всегда возможна предельная ситуация $F(\beta_{jm} = \beta_c) = 0$, отвечающая существованию каустических областей в плоскослоистом волноводе (1). При определении $\beta_c$ воспользуемся заменой $\beta_c^2 = 1 - \alpha_c^2$ и учтем, что интерес представляют лишь скользящие углы падения, т.е. $\alpha_c^2 \ll 1$; тогда из (6) находим приближенное аналитическое решение для $\alpha_c^2$:

$$\alpha_c^2 \approx \frac{a_1(z_0 - z_s)}{1 - y_m(z)}, \qquad (7)$$

где $y_m(z) \ll 1$ – функция, явный вид которой здесь исключительно лишь с целью упрощения записи приведем только для трех характерных значений $z$:

$$y_m(z) = \begin{cases} [(m+1)(1 + a_1/a_2)]^{-2}, & z = z_s; \\ [2(m+1)(1 + a_1/a_2) - 1]^{-2}, & z = z_0; \\ [2(m+1)]^{-2}, & z = z^*. \end{cases} \qquad (8)$$

Из (7), (8) следует, что геометрическая расходимость лучевой трубки будет минимальна вдоль каустических линий [9], т.е. у лучей, группирующихся около особого для геометроакустического приближения луча $\alpha_c^2 \approx a_1(z_0 - z_s)$, верхняя точка поворота которого находится на горизонте источника $z_{\min} = z_s$, а нижняя – на сопряженной глубине $z_{\max} = z^*$; очевидно, что изменение амплитуды вдоль особого луча не описывается ни стандартным, ни модифицированным геометроакустическими приближениями [7, 8], поскольку не выполняются условия применимости ВКБ приближения. При расположении источника на оси канала $z_s = z_0$ решения (8) при различных значениях $m$ вырождаются в одно $\alpha_c^2 = 0$, отвечающее осевому лучу, теория распространения звуковых волн вдоль которого подробно изложена в [10, 11]; здесь следует лишь отметить, что сам факт преобладания по амплитуде сигналов, распространяющихся по приосевым лучам, установлен сравнительно давно [12 - 16] и широко используется при определении местоположения взрывного источника в океаническом волноводе [13, 14], однако обобщение его, хотя и вполне очевидное, на случай $z_s \ne z_0$ отсутствовало до настоящего времени.

Таким образом, установлено, что обнаруженное здесь явление существования в подводном звуковом канале преобладающего по интенсивности узкого звукового пучка с минимальной геометрической расходимостью его волнового фронта по трассе волновода при различных частотах излучения $f$, удовлетворяющих лишь условию многомодового режима распространения, обусловлено конструктивной интерференцией в соответствующей ему области волновода наибольшего числа мод, формирующих лучи с минимальной геометрической расходимостью площади поперечного сечения лучевой трубки, группирующиеся около особого для геометроакустического приближения луча, верхняя точка поворота которого находится на горизонте источника, а нижняя – на сопряженной глубине, где скорость звука совпадает с аналогичной величиной на глубине источника.

Выше рассматривались особенности формирования звукового поля в глубоководном океаническом волноводе с открытым к свободной по-

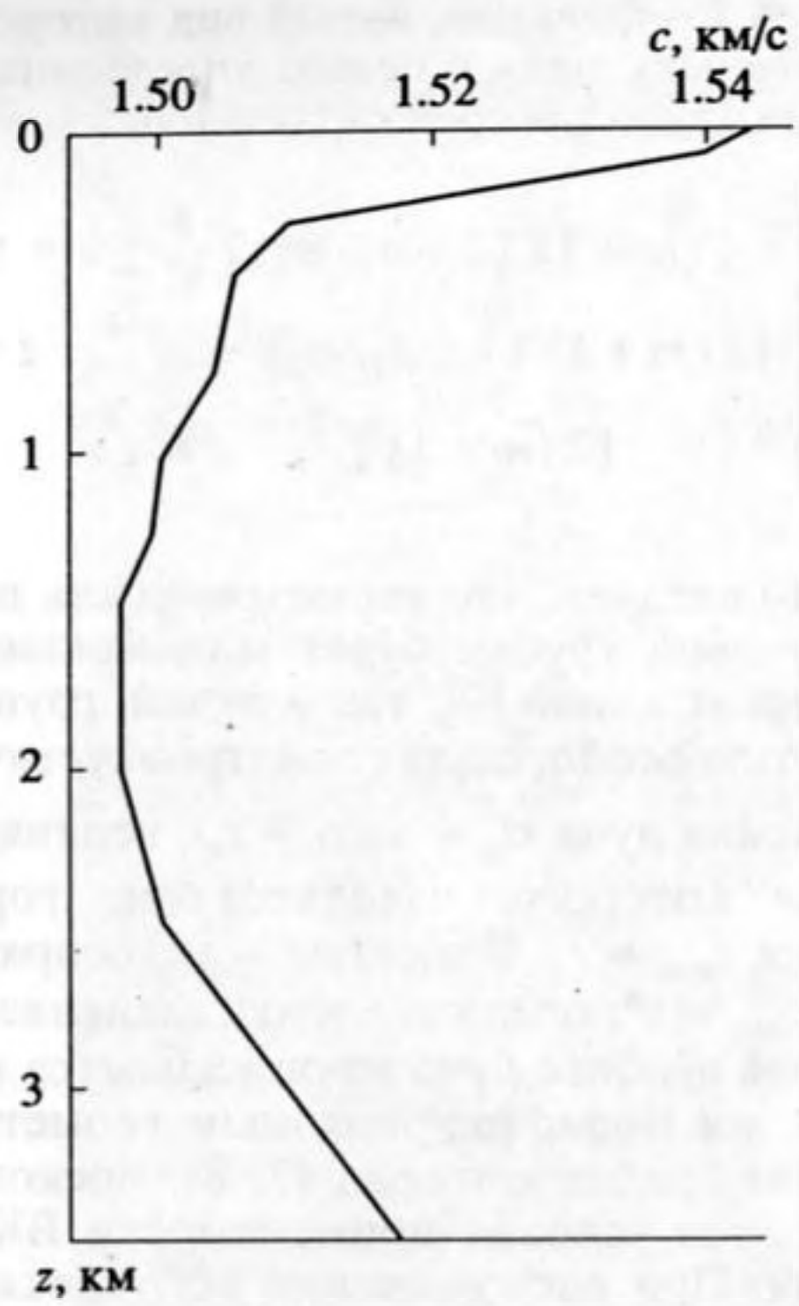


**Рис. 4.** Стратификация скорости звука $c(z)$ по глубине $z$ водного слоя океана ($0 \le z \le 3.5$ км), характеризующая открытый ко дну канал.

верхности подводным звуковым каналом, где скорость звука вблизи дна заметно превышает значение аналогичной величины вблизи поверхности. В этом случае всегда существуют сигналы, приходящие в точку приема без отражений от дна, которые на значительных расстояниях преобладают по амплитуде над сигналами донных отражений различной кратности и поэтому вносят основной вклад в формирование дальних зон акустической освещенности [3]. В свою очередь среди таких сигналов при расположении источника на глубинах $0 < z_s < z^*_{max}$ ($z^*_{max} = \max\{z^*\}$, $c(0) = c(z^*_{max})$) заметно выделяются по амплитуде сигналы, распространяющиеся по рефрагированным лучам и участвующие в формировании узкого звукового пучка с минимальной геометрической расходимостью его волнового фронта по трассе волновода; при расположении же источника на значительных глубинах $z^*_{max} \le z < H$, которые обычно не реализуются на практике, такой пучок будет формироваться, естественно, сигналами, рефрагированными на глубинах $z_s < z < H$ и отраженными от свободной поверхности океана, поскольку коэффициент отражения от этой границы раздела практически не зависит от угла падения и по абсолютной величине равен единице. В глубоководных же океанических волноводах с открытым ко дну подводным звуковым каналом, где скорость звука вблизи дна заметно меньше аналогичной величины вблизи свободной поверхности, при расположении источника на глубинах $0 < z_s < z^*_{min}$ ($c(z^*_{min}) = c(H)$), для которых отсутствуют сопряженные горизонты (условно можно считать $z^* > H$), за ближней областью озвученности, расширяющейся с увеличением глубины приема и понижением частоты излучения [17], поле формируется многократно отраженными от дна сигналами [18], вследствие чего его поведение с расстоянием будет в существенной степени определяться акустическими характеристиками подводного грунта [19 - 21]. При таких условиях $0 < z_s < z^*_{min}$ пучок с минимальной геометрической расходимостью волнового фрон-

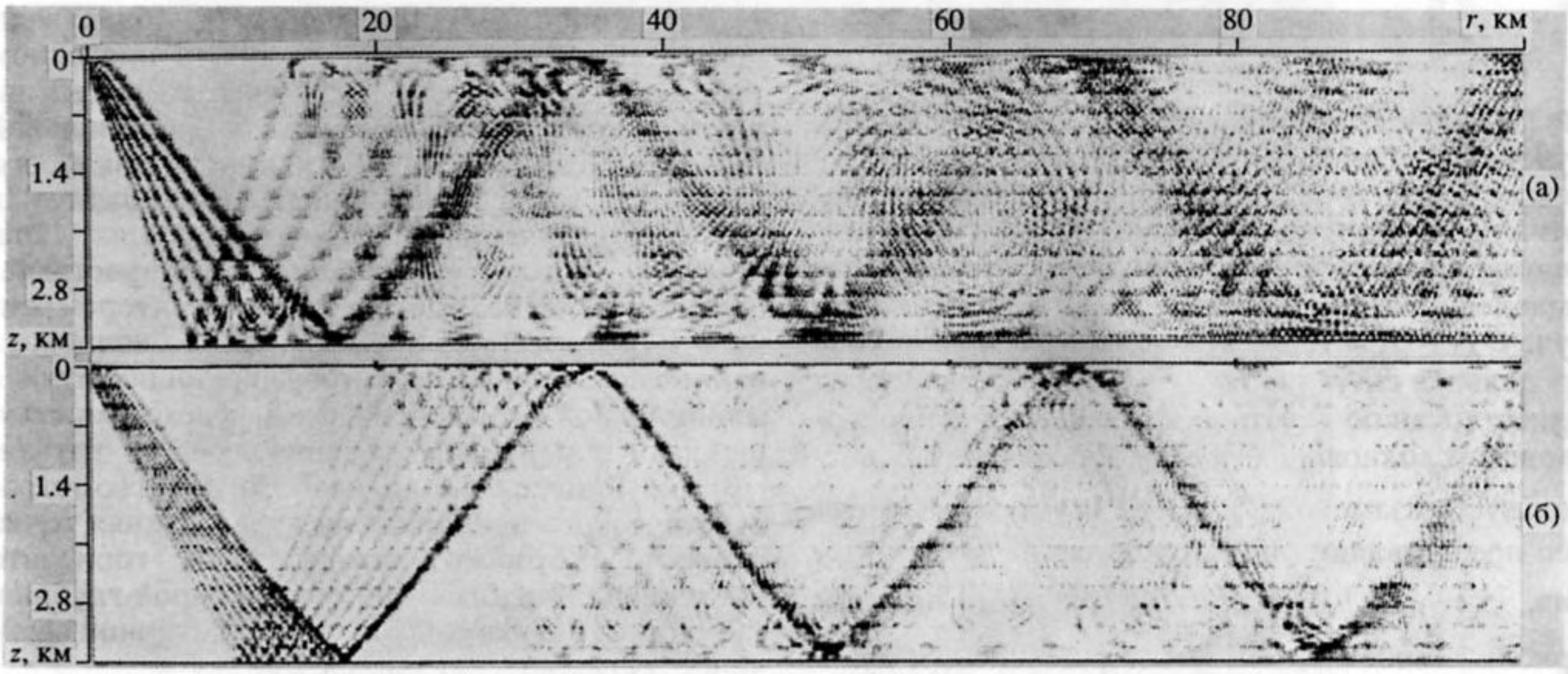


**Рис. 5.** Рассчитанное по модовой программе "MALBA" и представленное в плотностной записи распределение интенсивности $J(r, z)$ акустического поля по глубине $z$ и горизонтальному расстоянию $r$ в открытом ко дну канале (рис. 4) при глубине источника $z_s = 75$ м и различных частотах излучения: $f = 146$ Гц (а), $f = 392$ Гц (б).

та может формироваться, по-видимому, лишь сигналами, распространяющимися по рефрагированным в самом верхнем приповерхностном слое $0 < z < z_s$ лучам, которые взаимодействуют с дном под более скользящими углами падения, чем лучи, предварительно отраженные от свободной поверхности океана. Естественно, что в отличие от аналогичной ситуации $z^*_{max} < z < H$ в открытом к поверхности подводном звуковом канале здесь при $0 < z_s < z^*_{min}$ на геометрическую расходимость волнового фронта выделенного по интенсивности звукового пучка будет существенно влиять дно океана, даже если при соответствующих этим лучам ($0 < z_{min} < z_s$) углах падения имеет место полное внутренне отражение $V_g = e^{i\varphi_g}$, где $\varphi_g$ – фаза коэффициента отражения плоской акустической волны от дна.

Действительно, в этом случае при определении количества неполных мод $\Delta l_j$, формирующих лучи с соответствующими значениями $\beta_{jm}$, необходимо учитывать смещение лучей вдоль границы раздела вода–осадки при полном внутреннем отражении [19 - 21]; тогда с использованием ВКБ приближения для модового представления поля в водном слое значимая область интегрирования $\Delta l_j(\beta_{jm})$ по номеру моды $l$ при переходе к лучевому представлению поля определится из выражения следующего вида:

$$\Delta l_j(\beta_{jm}) = \frac{D(\beta_{jm}) + D_g(\beta_{jm})}{\sqrt{\frac{2\pi}{k_0}\left|\frac{\partial R_{jm}}{\partial \beta_{jm}} + \frac{\partial G_{jm}}{\partial \beta_{jm}}\right|}}, \qquad (9)$$

обобщающего (2). В (9) зависимости $R_{jm}(\beta_{jm})$ и $D(\beta_{jm})$ имеют тот же вид (3), что и в (2), в которых, однако, при определении величины $D(z, \beta_{jm})$ в качестве верхнего предела интегрирования необходимо использовать теперь значение $H$; $D_g(\beta_{jm})$ соответствует смещению узкого пучка вдоль границы раздела при полном внутреннем отражении [8], а $G_{jm}(\beta_{jm})$ отвечает аналогичному смещению луча при $m$-кратном взаимодействии его с этой границей, причем эти величины определяются выражениями следующего вида:

$$D_g(\beta_{jm}) = \frac{1}{k_0}\frac{\partial \varphi_g}{\partial \beta_{jm}},$$
$$G_{jm}(\beta_{jm}) = \left(m + \frac{\chi_j + \mu_j}{2}\right) D_g(\beta_{jm}). \qquad (10)$$

Если моделировать дно океана однородным жидким полупространством со скоростью звуковых волн $c_1$ и плотностью среды $\rho_1$, что, кстати, далее будет использоваться при численных расчетах

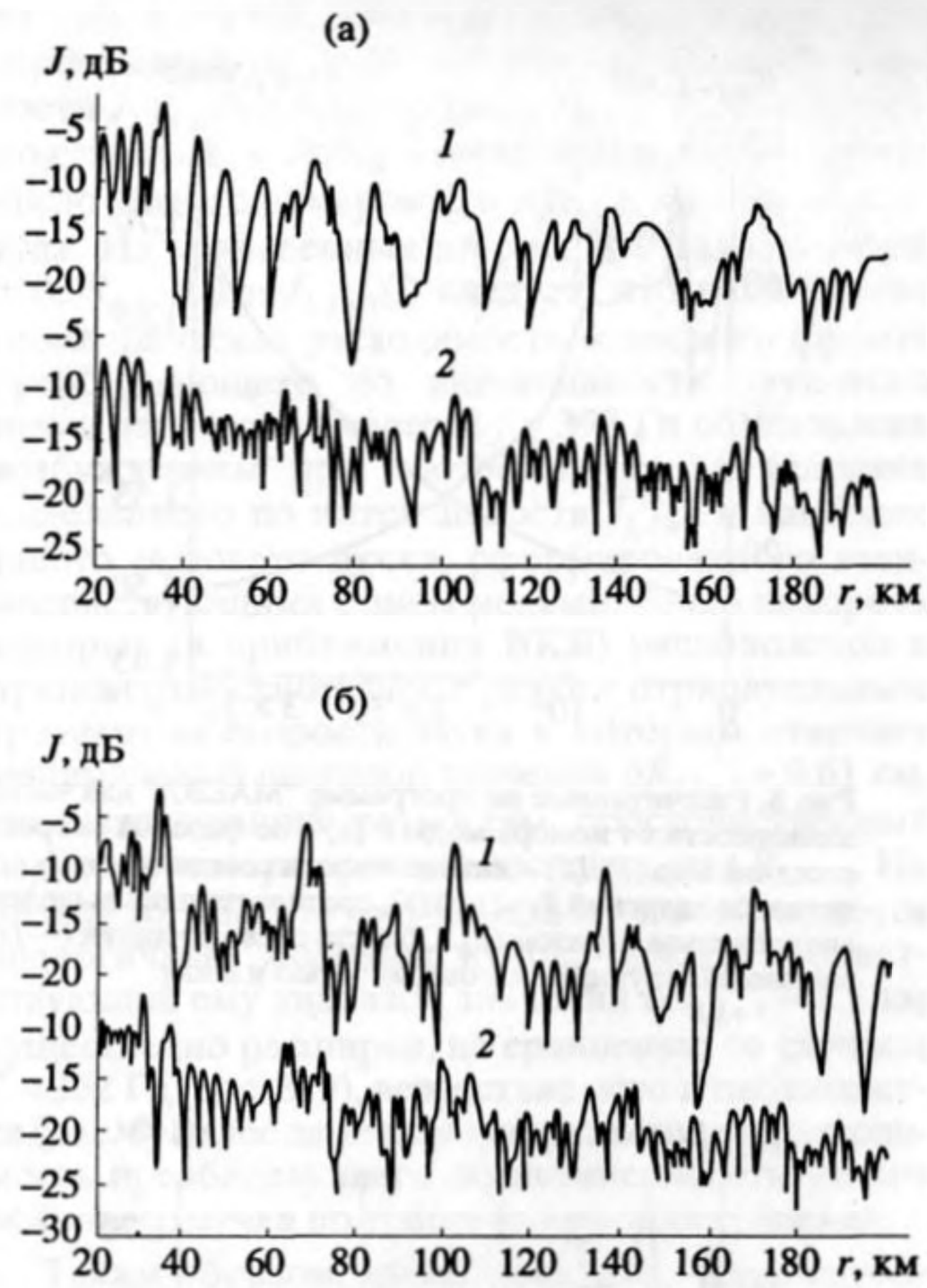


**Рис. 6.** Зависимости от горизонтального расстояния $r$ интенсивности акустического поля $J(r, z)$, рассчитанные по модовой программе "MALBA" при $z_s = 75$ м и глубинах приема $z = 10^2$ м (*1*) и $z = 500$ м (*2*) с усреднением $\Delta r = 1$ км для различных частот излучения: $f = 146$ Гц (а), $f = 392$ Гц (б).

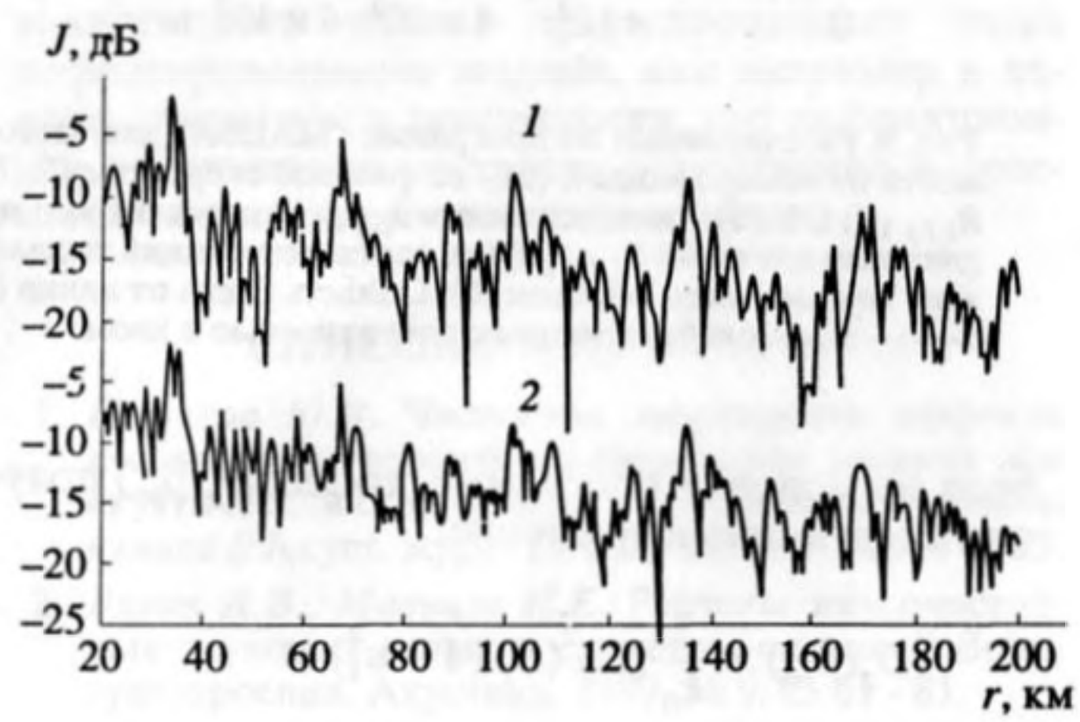


**Рис. 7.** Зависимости от горизонтального расстояния $r$ интенсивности акустического поля $J(r, z)$, рассчитанные по модовой программе "MALBA" для частоты излучения $f = 392$ Гц с усреднением $\Delta r = 1$ км при $z_s = 75$ м, $z = 10^2$ м, $\rho_1 = 1.6 \times 10^3$ кг/м$^3$ и различных значениях скорости звука в подводном грунте: *1* – $c_1 = 1.7 \times 10^3$ м/с, *2* – $c_2 = 2 \times 10^3$ м/с.

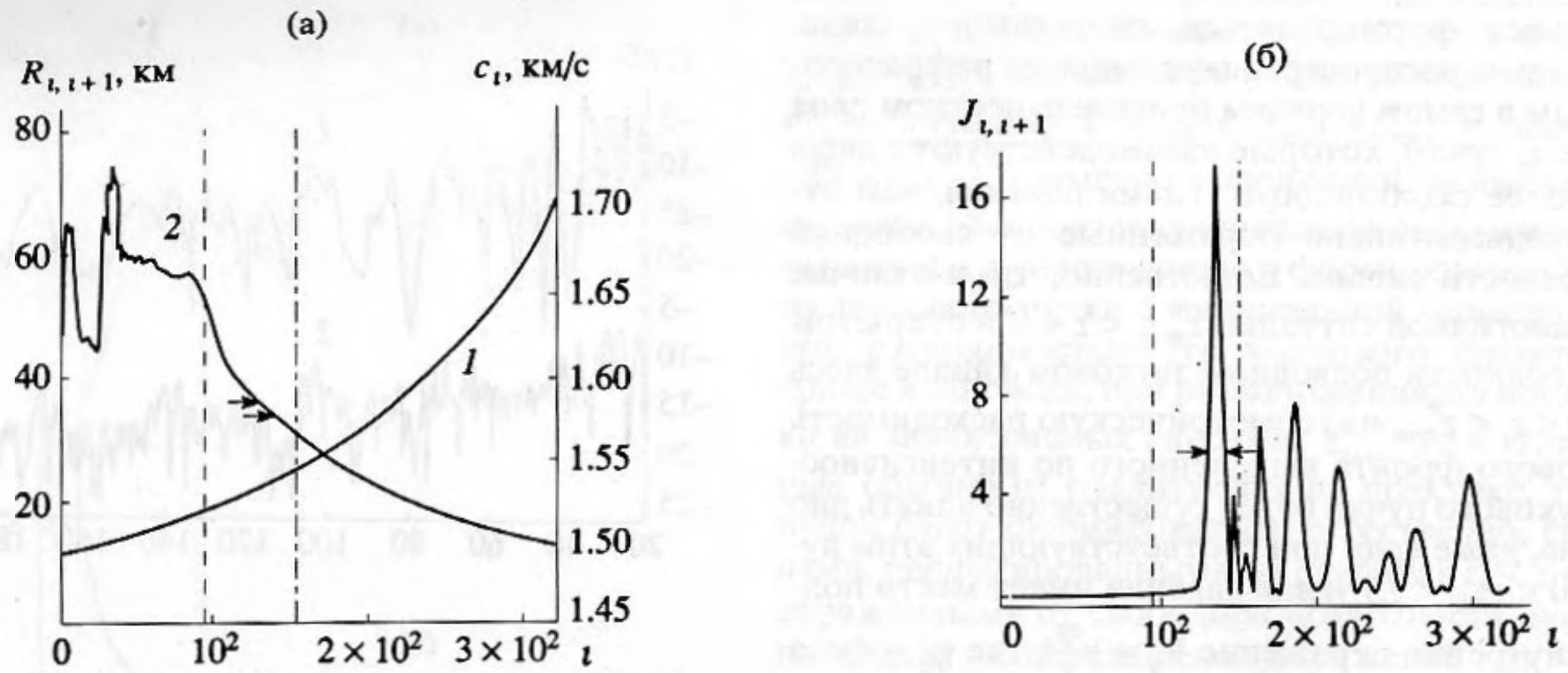


**Рис. 8.** Рассчитанные по программе "MALBA" для частоты излучения $f = 146$ Гц при $c_1 = 1704$ м/с и $\rho_1 = 1.66\times10^3$ кг/м$^3$ зависимости от номера моды $l$: (а) – ее фазовой скорости $c_l(l)$ (*1*) и пространственного периода интерференции $R_{l,l+1}$ соседних мод (*2*), (б) – интенсивности соседних мод $J_{l,l+1}$ при $z_s = 75$ м, $z = 10^2$ м. Горизонтальными стрелками отмечен диапазон значений $R_{l,l+1}(l)$ (а), соответствущий выделенному модовому пучку, ширина которого по уровню 1/3 указана аналогичным образом (б). Область слева от линии (---) соответствует рефрагированным модам, справа от линии (–·–) – взаимодействующим с поверхностью и дном.

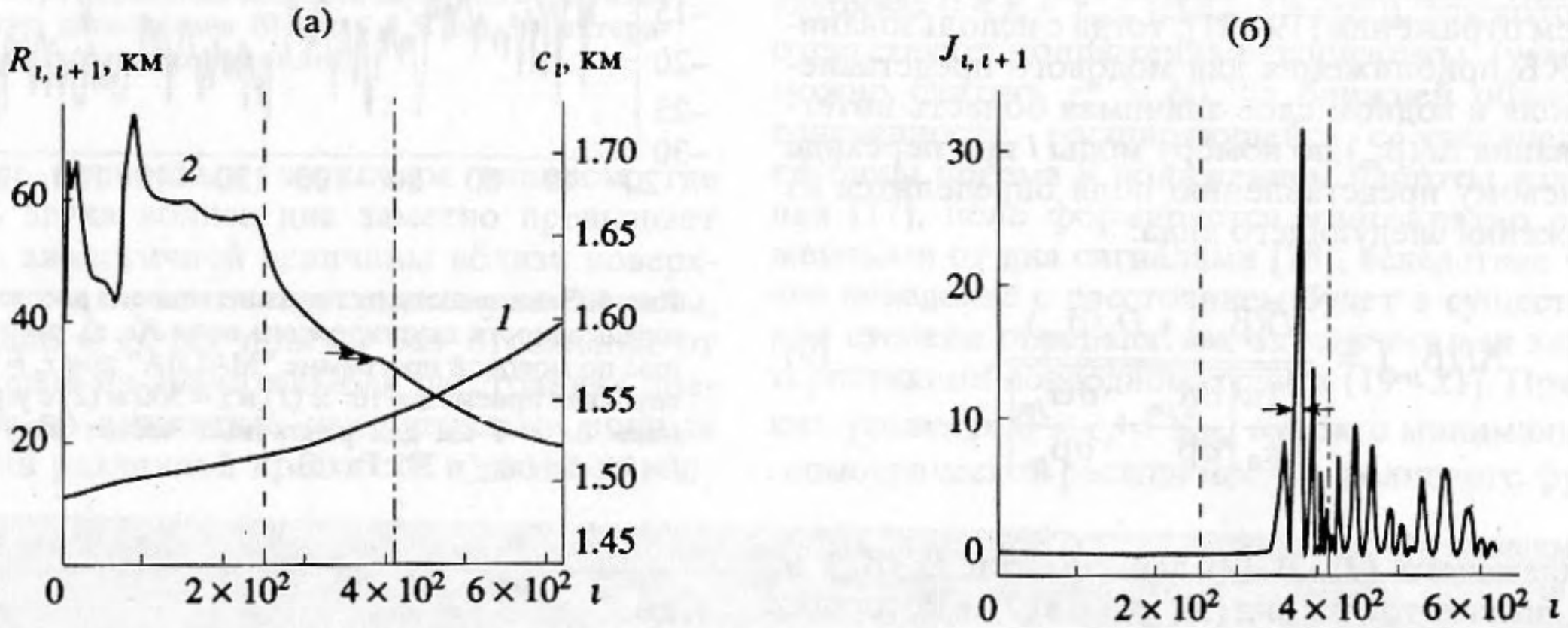


**Рис. 9.** Рассчитанные по программе "MALBA" для частоты $f = 392$ Гц при $c_1 = 1597$ м/с и $\rho_1 = 1.6\times10^3$ кг/м$^3$ зависимости от номера моды $l$: (а) – ее фазовой скорости $c_l(l)$ (*1*) и пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(l)$ (*2*), (б) – интенсивности $J_{l,l+1}(l)$ соседних мод при $z_s = 75$ м, $z = 10^2$ м. Горизонтальными стрелками отмечен диапазон значений $R_{l,l+1}(l)$ (а), соответствующий выделенному модовому пучку, ширина которого по уровню 1/3 указана аналогичным образом (б). Область слева от линии (---) соответствует рефрагированным модам, справа от линии (–·–) – взаимодействующим с поверхностью и дном.

поля по модовой программе, то для $D_g(\beta_{jm})$ получим следующие выражение:

$$D_g(\beta_{jm}) = \frac{2}{k_0}\,[bn^2(H)\,(1-n_1^2)\,\times$$

$$\times\,\beta_{jm}/\sqrt{(\beta_{jm}^2 - n(H)n_1^2)\,(n^2(H)-\beta_{jm}^2)}\;]\,/\,[\beta_{jm}^2 -$$

$$-\,n^2(H)n_1^2 + b^2\,(n^2(H)-\beta_{jm}^2)\;], \qquad (11)$$

где $b = \rho_0/\rho_1$, $n_1 = c(H)/c_1$, а $\rho_0$ – плотность среды в водном слое океана, $\beta_{jm}^2 > n^2(H)n_1^2$.

Из (9) следует, что в стандартном геометроакустическом приближении, не учитывающем смещение лучей при полном внутреннем отражении, наибольшим количеством мод $\Delta l_j \longrightarrow \infty$ при $\partial R_{jm}/\partial\beta_{jm} \longrightarrow 0$ формируются лучи $r = R_{jm}(\beta_{jm})$, группирующиеся около особого луча $\beta_{jm}/n(z_s) = 1$ с $\chi_3 = \mu_3 = 1$; проявление же эффекта смещения луча при полном внутреннем отражении приведет к существенному уменьшению этого количества мод, заметно проявляющемуся с понижением частоты, поскольку теперь для соответствующих лучей $\partial G_{jm}/\partial\beta_{jm} \neq 0$ и $\partial G_{jm}/\partial\beta_{jm} \longrightarrow \infty$ при $k_0 \longrightarrow 0$.

Последнее обстоятельство и приведет фактически к большей расфокусировке поля узкого звукового пучка (с минимальной геометрической расходимостью волнового фронта) по трассе распространения на более низких частотах.

Проиллюстрируем сделанные выше выводы о формировании преобладающего по интенсивности узкого звукового пучка в глубоководном океаническом волноводе с открытым ко дну подводным звуковым каналом на примере конкретного района Мирового океана (рис. 4), в котором были выполнены обширные экспериментальные исследования акустических характеристик подводного грунта [22, 23]. Как и ранее (рис. 2, 3), для расчета пространственного распределения интенсивности звукового поля воспользуемся модовой программой "MALBA" [2], при этом численное моделирование проведем для двух частот $f = 146$ Гц, $b^{-1} = 1.66$, $n_1 = 0.89$ и $f = 392$ Гц, $b^{-1} = 1.6$, $n_1 = 0.95$ с соответствующими для них параметрами подводного грунта [23], а также при глубине погружения источника $z_s = 75$ м, отвечающих условиям проведения экспериментов в [22 - 24]. Представленные на рис. 5 в плотностной записи результаты расчетов $J(r, z)$, выполненных с шагом по расстоянию $s_r = 10$ м и по глубине $s_z = 50$ м, наглядно демонстрируют тот факт, что геометрическая расходимость волнового фронта выделенного по интенсивности узкого звукового пучка, взаимодействующего с дном, существенно увеличивается с понижением частоты излучения; поэтому обнаруженные в [24] зоны повышенной озвученности, существование которых, очевидно (рис. 5), обусловлено наличием преобладающего по интенсивности узкого звукового пучка, должны быть наиболее выделенными на высоких частотах. Последнее утверждение хорошо иллюстрируют приведенные на рис. 6 результаты численных расчетов зависимости $J(r, z)$ на двух глубинах приема $z = 10^2$ м и $z = 500$ м, соответствующих условиям проведения экспериментальных исследований в [22 - 24]; кроме этого, как следует из представленных на рис. 7 результатов, контрастность зон повышенной акустической освещенности заметно уменьшается при формальном увеличении скорости звука в подводном грунте, что обусловлено возрастанием вклада мод, взаимодействующих со свободной поверхностью и дном океана и формирующих звуковые сигналы, двукратно отраженные от дна.

Для объяснения в рамках строгой модовой теории эффекта существенной частотной зависимости геометрической расходимости волнового фронта преобладающего по интенсивности звукового пучка, а следовательно, и контрастности зон повышенной акустической освещенности в глубоководном океаническом волноводе с открытым ко дну подводным звуковым каналом, воспользуемся, как и в [1], результатами расчетов зависимости от номера моды $l$ ее фазовой скорости $c_l(l)$, а также пространственного периода интерференции $R_{l,l+1}(l) = 2\pi/(k_l - k_{l+1})$ и интенсивности $J_{l,l+1}(l) = A_l(z_s, z, k_l)A_{l+1}(z_s, z, k_{l+1})$ соседних мод; здесь $k_l = 2\pi f/c_l$ – горизонтальное волновое число моды с номером $l$, а $A_l(z_s, z, k_l)$ – ее амплитуда. Из приведенных на рис. 8, 9 зависимостей $c_l(l)$, $R_{l,l+1}(l)$ и $J_{l,l+1}(l)$ следует, что наименьшая геометрическая расходимость волнового фронта преобладающего по интенсивности звукового пучка на высокой частоте $f = 392$ Гц обусловлена возбуждением при соответствующих условиях выделенного по интенсивности $J_{l,l+1}$ и наиболее узкого модового пучка, сформированного взаимодействующими с дном модами, точки поворота которых (в приближении ВКБ) расположены в приповерхностном слое с резким отрицательным градиентом скорости звука и которым отвечает минимальный диапазон значений $\Delta R_{l,l+1} \approx 0.61$ км, соответствующий разностям пространственных периодов интерференции соседних мод $R_{l,l+1}$. На низкой же частоте $f = 146$ Гц, хотя и возбуждается аналогичный модовый пучок, однако соответствующий ему диапазон значений $\Delta R_{l,l+1} \approx 2.1$ км существенно расширен, по сравнению со случаем $f = 392$ Гц (рис. 8, 9), вследствие чего и наблюдается (рис. 5) более заметная дифракционная расходимость преобладающего по интенсивности узкого волнового пучка по трассе его распространения.

Таким образом, выше показано, что в глубоководном океаническом волноводе с открытым ко дну подводным звуковым каналом преобладающий по интенсивности узкий звуковой пучок с минимальной геометрической расходимостью волнового фронта по трассе распространения может также формироваться и модами, взаимодействующими с дном и рефрагированными в приповерхностном слое с резким отрицательным градиентом скорости звука. Однако в отличие от аналогичного пучка, сформированного лишь рефрагированными модами, как например в канале, открытом к поверхности, его дифракционное расплывание по трассе существенно возрастает с понижением частоты излучения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Петухов Ю.В.* Частотная зависимость эффекта квазипериодического распределения дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 5. С. 917 - 925.
2. *Вагин А.В., Мальцев Н.Е.* Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане // Вопр. судостроения. Акустика. 1997. № 9. С. 61 - 81.
3. *Fitzgerald R.M., Guthrie A.N., Nutile D.A., Shaffer J.D.* Long-range Low Frequency CW Propagation in the Deep Ocean: Antiqua-Newfoundland // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 56. № 1. P. 58 - 69.
4. *Бреховских Л.М.* Усредненное поле в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1965. Т. 11. № 2. С. 148 - 159.

5. *Guthrie K.M.* Wave Theory of SOFAR Signal Shape // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 56. № 3. P. 827 - 836.

6. *Абросимов Д.И.* О вертикальном распределении интенсивности звука в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 309 - 314.

7. *Haskell N.A.* Asymptotic Approximation for the Normal Modes in Sound Channel Wave Propagation // J. Appl. Phys. 1951. V. 22. № 2. P. 157 - 168.

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

9. *Raphael D.T.* Closed-form Solutions for SOFAR Ray Caustics in Media With Bilinear Sound-Speed Profiles // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 56. № 2. P. 416 - 426.

10. *Pedersen M.A.* Theory of the Axial Ray // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 45. № 1. P. 157 - 178.

11. *Pedersen M.A., White D.W.* Ray theory for Sources and Receivers on an Axis Minimum Velocity // J. Acoust. Soc. Amer. 1970. V. 48. Pt. 2. № 5. P. 1219 - 1245.

12. Распространение звука в океане / Под ред. Бреховских Л.М. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. 214 с.

13. *Frosch R.A., Klerer M., Tyson L.* Long-range Localization of Small Underwater Charges // J. Acoust. Soc. Amer. 1961. V. 33. № 12. P. 1804 - 1805.

14. *Bryan G.M., Ewing J.I., Truchan M.* Long range SOFAR Studies in the South Atlantic Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. № 3. P. 273 - 278.

15. *Hirsch P.* Acoustic Field of a Pulsed in the Underwater Sound Channel // J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 38. № 5. P. 1018 - 1030.

16. *Carter A.H., Hirsch P.* Mathematical Models for the Prediction of SOFAR Propagation Effects // J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 37. № 1. P. 90 - 94.

17. *Gordon D.F., Pedersen M.A.* Normal-mode and Ray Theory Applied to Underwater Acoustic Conditions of Extreme Downward Refraction // J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 51. Pt. 2. № 1. P. 323 - 368.

18. *Jacobson M.J.* Analysis of Surface-Reflected/Bottom-Reflected Ray Transmissions in Constant-Velocity–Gradient Media // J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 37. № 5. P. 885 - 898.

19. *Davis J.A., Murphy E.L.* Modified ray theory for bounded media // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 56. № 6. P. 1747 - 1760.

20. *Tindle C.T., Weston D.E.* Connection of Acoustic Beam Displacement, Cycle Distances and Attenuation for Rays and Hormal Modes // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 67. № 5. P. 1614 - 1622.

21. *Jacobson M.J., Law L.D., Siegmann W.L.* Effects of Bottom Attenuation on Acoustic Propagation With a Modified Ray Theory // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. № 6. P. 1741 - 1751.

22. *Бурлакова И.Б., Голубев В.Н., Жаров А.И., Нечаев А.Г., Петухов Ю.В., Славинский М.М.* Доплеровская томография в акустике океана // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 756 - 758.

23. *Бурлакова И.Б., Петухов Ю.В., Славинский М.М.* Определение акустических характеристик дна океанических волноводов методом доплеровской томографии // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 6. С. 1015 - 1020.

24. *Бурлакова И.В., Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Славинский М.М.* Зоны повышенной озвученности вблизи поверхности открытого ко дну подводного звукового канала в глубоком океане // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 362 - 364.

# A Sound Beam with Minimal Wavefront Divergence in a Stratified Ocean Waveguide

**Yu. V. Petukhov**

The spatial distribution of the sound field due to a point harmonic source in a deep ocean waveguide with an underwater sound channel open to either the surface or the bottom is investigated. The presence of a narrow sound beam with a minimal wavefront divergence along the propagation path is established with respect to multimodal propagation. The diffraction caused by the interaction of such a beam with the bottom is shown to increase appreciably at lower frequencies.