

Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт

Министерства науки, высшей школы и технической политики  
Российской Федерации

П р е п р и н т    №    353

ЭФФЕКТ ФОРМИРОВАНИЯ ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ  
В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ  
ПРЕОБЛАДАЮЩЕГО ПО ИНТЕНСИВНОСТИ  
УЗКОГО ЗВУКОВОГО ПУЧКА

Ю.В.Петухов

Нижегород 1993

Петухов Е. В.

ЭФФЕКТ ФОРМИРОВАНИЯ ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ ПРЕОБЛАДАЮЩЕГО ПО ИНТЕНСИВНОСТИ УЗКОГО ЗВУКОВОГО ПУЧКА//Препринт № 353. - Нижний Новгород: ННФФИ, 1993.-  
- 27 с.

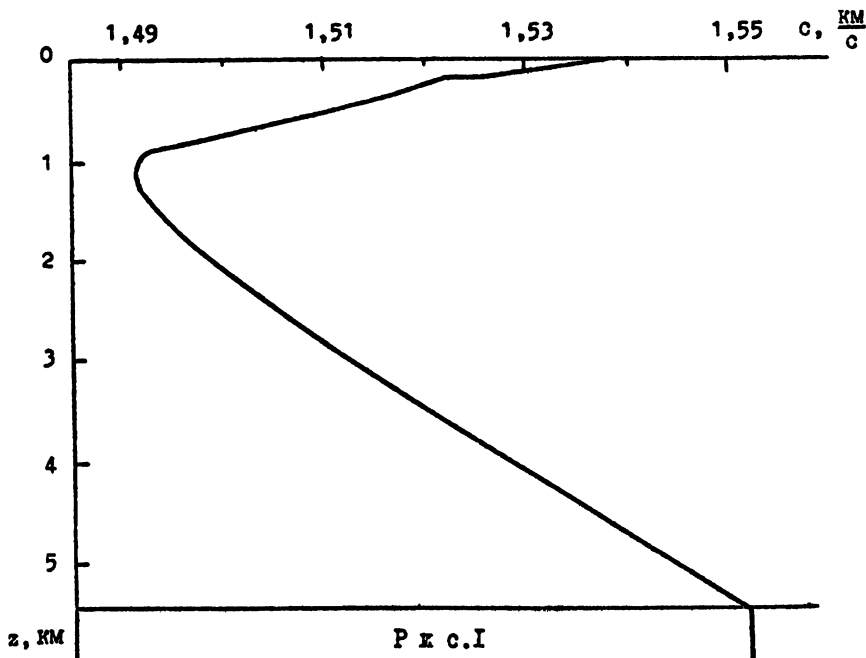
УДК 534.221

Исследовано пространственное (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределение интенсивности акустического поля, возбуждаемого точечным источником гармонических сигналов в глубоко-водных 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 /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  $\sum_m(f)$ , характеризующая зависимость ширины каждой из этих зон ( $m = 1, 2, \dots$ ) от частоты, имеет абсолютный минимум, существование которого обусловлено возбуждением точечным источником, при  $f = f_0$  и заданных глубинах погружения соответствующих 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  $f \leq f_0$  в глубоководных океанических волноводах

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.

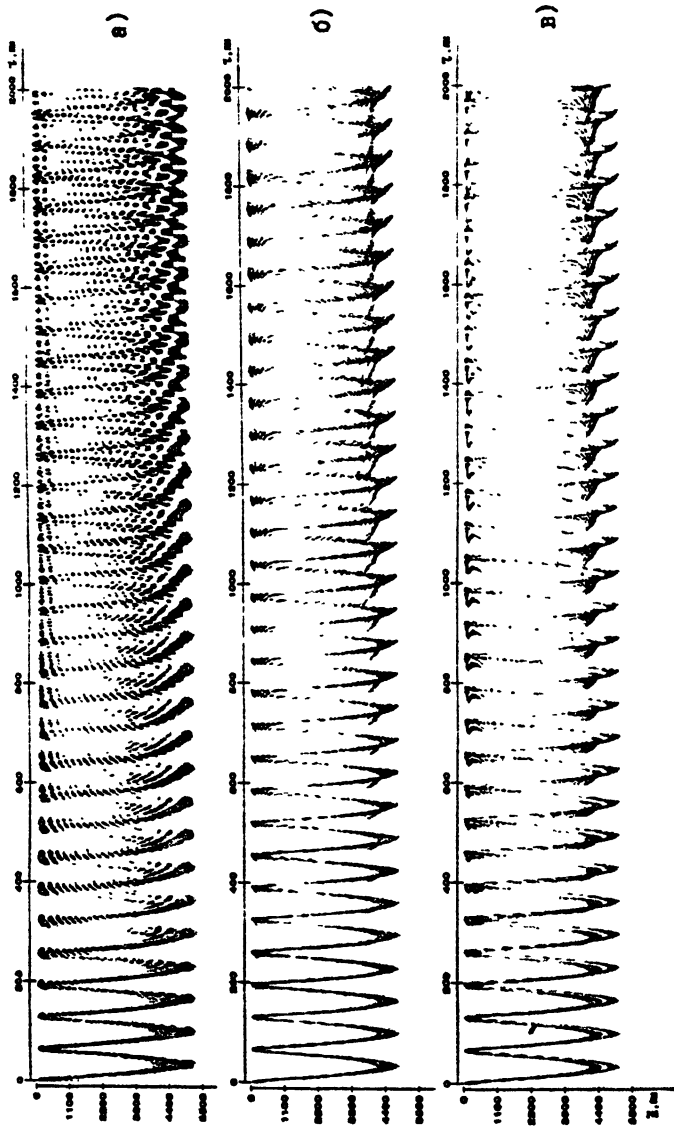


Стратификация скорости звука  $c(z)$  по глубине  $z$  водного слоя океана ( $0 \leq z \leq 5,5$  км), характеризующая открытый и поверхности канала

При расчетах зависимости  $J(r, z)$  воспользуемся модой 0 в программе "МАЛВА" /2/, в численное моделирование проведем сначала при конкретных стратификации скорости звука  $c(z)$  (см.рис.1), значениях частоты  $f = f_1 = 14$  Гц,  $f = f_0 = 60$  Гц,  $f = f_2 = 111$  Гц и глубине погружения источника  $Z_S = 104$  м, соответствующих выполненным в /1/ вычислениям и условиям проведения эксперименталь-

ных исследований в /3/; при этом дно океанического волновода будем считать акустически прозрачным (см./1/). Результаты расчетов 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 в с е й 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.

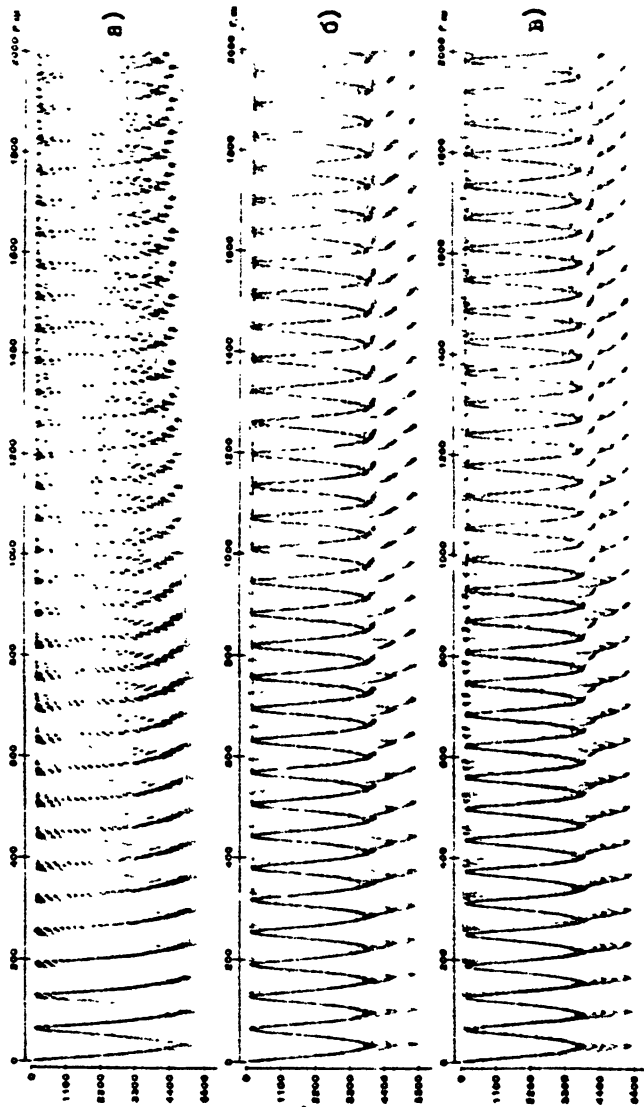
Из приведенных в таком виде результатов численного моделирования (см.рис.2) можно сделать следующие выводы. Во-первых, на выделенной частоте  $f = f_0$  в подводном звуковом канале действительно формируется звуковой пучок, который по трассе распространения расплывается медленнее, чем пучок на относительно 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 соответствуют 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  $Z_S$  (см.рис.3), у которого, по-видимому, минимальная геометрическая расходимость волнового фронта по трассе распространения. В-третьих, аналогичное явление - существование и 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 больших глубинах погружения источника  $Z_S$  (см. рис.2, 3), хотя при  $f = f_2$  и  $Z_S = 104$  м оно несколько "затеняется" наличием с самого начала дополнительного узкого пучка с точ -



Р и с. 2

Рассчитанное по методу программы "МАЛВА" и представленное в плотностной записи  
 распределение интенсивности  $J(r, z)$  акустического поля по глубине  $Z$   
 и горизонтальному расстоянию  $r$  в открытом к поверхности канале (см. 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)



Р и с. 3

Расчетанное по модовой программе "МАЛВА" и представленное в плотностной записи распределение интенсивности  $J(r, z)$  акустического поля по глубине  $Z$  и горизонтальному расстоянию  $r$  в открытом к поверхности янвале (см. рис. 1)

при глубине источника  $Z_s = 200$  м и различных частотах излучения:

$$f = 14 \text{ Гц} - (a), \quad f = 60 \text{ Гц} - (б), \quad f = 111 \text{ Гц} - (в)$$

кой поворота на чуть большей глубине  $Z = 5$  км (см. 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 взаимно - связью 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  $Z$ :

$$n^2(Z) = \begin{cases} 1 + \alpha_1(Z - Z_0), & 0 \leq Z \leq Z_0, \\ 1 - \alpha_2(Z - Z_0), & Z_0 \leq Z \leq H \end{cases}, \quad (I)$$

здесь  $Z_0$  - глубина оси подводного звукового канала,  $H$  - глубина водного слоя океана,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  - параметры, характеризующие величину градиента скорости звука выше и ниже оси канала соответственно. Поскольку же 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  $m = 1, 2, \dots$  по  $r$ . Количество волн Бриллюэна  $\Delta \ell_j$ , т.е. неполных мод, формирующих соответствующий луч, можно оценить по формуле

$$\Delta \ell_j = D(\beta_{jm}) \sqrt{\frac{K_0}{2\pi \left| \frac{\partial R_{jm}}{\partial \beta_{jm}} \right|}}, \quad (2)$$

определяющей значимую область интегрирования по номеру моды  $\ell$  при переходе от модового представления поля в ВКБ приближении к лучевому (см. /7/). В (2) проходимое лучом горизонтальное расстояние



$r = R_{jm}(\beta_{jm})$  и полный цикл луча  $D(\beta_{jm})$  определяются следующими выражениями (см./8/):

$$R_{jm}(\beta_{jm}) = m D(\beta_{jm}) + \mu_j D(z_s, \beta_{jm}) + \chi_j D(z, \beta_{jm}), \quad (3)$$

$$D(\beta_{jm}) = 2D(z'', \beta_{jm}),$$

в которых

$$D(z, \beta) = \beta \int_z^{z_{\max}} dz / \gamma(z, \beta), \quad \gamma(z, \beta) = \sqrt{n^2(z) - \beta^2}, \quad (4)$$

$$\mu_j, \chi_j = \begin{cases} 1, -1, j=1 \\ -1, 1, j=2 \\ 1, 1, j=3 \\ -1, -1, j=4 \end{cases}, \quad z'' = \begin{cases} 0, & \gamma(z'', \beta) > 0 \\ z_{\min}, & \gamma(z'', \beta) = 0 \end{cases}$$

$z_{\min}$ ,  $z_{\max}$  - 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 модели - ном волноводе (I) лишь канальных лучей  $z_{\min} \leq z \leq z_{\max}$ , представляющих здесь основной интерес, то с использованием (2), (3) найдем для количества формирующих эти лучи волн Бриллюэна аналитическое выражение

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

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

в котором

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

$$F_2(\beta_{jm}) = F_0(\beta_{jm}) - \frac{\mu_j}{2} d_1(z_s, \beta_{jm}) - \frac{\chi_j}{2} \frac{a_1}{a_2} d_2(z, \beta_{jm}), \quad (6)$$

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

$$d_1(z, \beta_{jm}) = \frac{1 + a_1(z - z_0) - 2\beta_{jm}^2}{\sqrt{1 + a_1(z - z_0) - \beta_{jm}^2}}, \quad d_2(z, \beta_{jm}) = \frac{1 - a_2(z - z_0) - 2\beta_{jm}^2}{\sqrt{1 - a_2(z - z_0) - \beta_{jm}^2}}.$$

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 плоскостном волноводе (I). При определении  $\beta_c$  воспользуемся заменой  $\beta_c^2 = 1 - \alpha_c^2$  и учтем, что интерес представляют лишь скользющие углы падения, т.е.  $\alpha_c^2 \ll 1$ ; тогда из (6) находим приближенное аналитическое решение для  $\alpha_c^2$ :

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

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

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

Из (7), (8) следует, что геометрическая расходимость лучевой трубки будет минимальна вдоль каустических линий (см./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 (см./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 (см./13, 14/), однако обобщение его, хотя и вполне очевидно, на случай  $z_s \neq z_0$  отсутствовало до настоящего времени.

Таким образом, установлено, что обнаруженное здесь явление существования в подводном звуковом канале преобладающего по ин-

тенсивности узкого звукового пучка с минимальной геометрической расходямостью 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 расходямостью 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 поверхности 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 (см./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 расходямостью его волнового фронта по трассе волновода; при расположении же источника на значительных глубинах  $z_{\max}^* \leq z < H$ , 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  $|f|$ , поле формируется многократно отраженными от дна сигналами  $|f|$ , вследствие чего его поведение с расстоянием будет в существенной степени определяться акустическими характеристиками подводного грунта  $|f-2f|$ . При таких условиях  $0 < z_s < z_{\min}^*$  пучок с минимальной геометрической расходимостью волнового фронта 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 скользкими углами падения, чем лучи, предварительно отраженные от свободной поверхности океана. Естественно, что, в отличие от аналогичной ситуации  $z_{\max}^* < z < H$  в открытом и 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 внутреннее 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  $\Delta \ell_j$ , формирующих лучи с соответствующими значениями  $\beta_{jm}$ , необходимо учитывать смещение лучей вдоль границы раздела вода - осадки при полном внутреннем отражении (см.  $|f-2f|$ ); тогда с использованием КБ приближения для модового представления поля в водном слое значимая область интегрирования  $\Delta \ell_j(\beta_{jm})$  по номеру моды  $\ell$  при переходе к лучевому представлению поля определится из выражения следующего вида:

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

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 и величин  $D(z, \beta_{jm})$  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 (см./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:

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

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

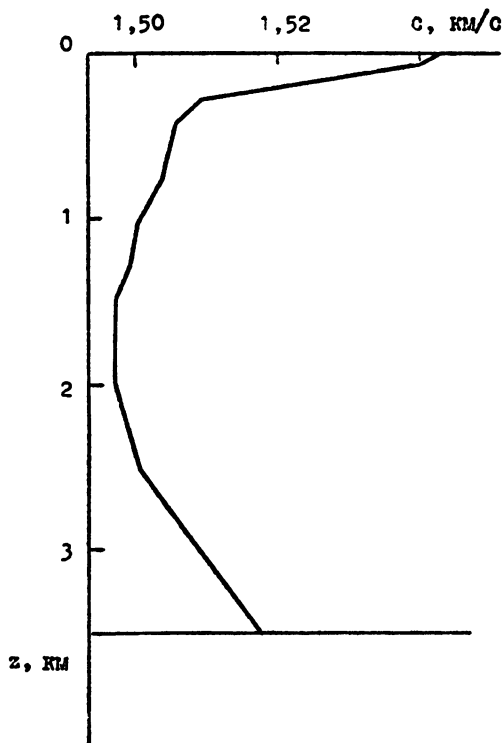
$$D_g(\beta_{jm}) = \frac{2}{k_0} \frac{b n^2(H) (1 - n_1^2) \beta_{jm} / \sqrt{(\beta_{jm}^2 - n^2(H) n_1^2) (n^2(H) - \beta_{jm}^2)}}{\beta_{jm}^2 - n^2(H) n_1^2 + b^2 (n^2(H) - \beta_{jm}^2)}, \quad (11)$$

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 геометрикоакустическом приближении, не учитывая смещение лучей при полном внутреннем отражении, наибольшим количеством мод  $\Delta l_j \rightarrow \infty$  при  $\frac{\partial R_{jm}}{\partial \beta_{jm}} \rightarrow 0$  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  $\frac{\partial G_{jm}}{\partial \beta_{jm}} \neq 0$  и  $\frac{\partial G_{jm}}{\partial \beta_{jm}} \rightarrow \infty$  при  $k_0 \rightarrow 0$ . Последнее обстоятельство

ство 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 (см.рис.4), в котором были выполнены обширные экспериментальные исследования акустических характеристик подводного грунта (см. /22, 23/ ).



Р и с. 4

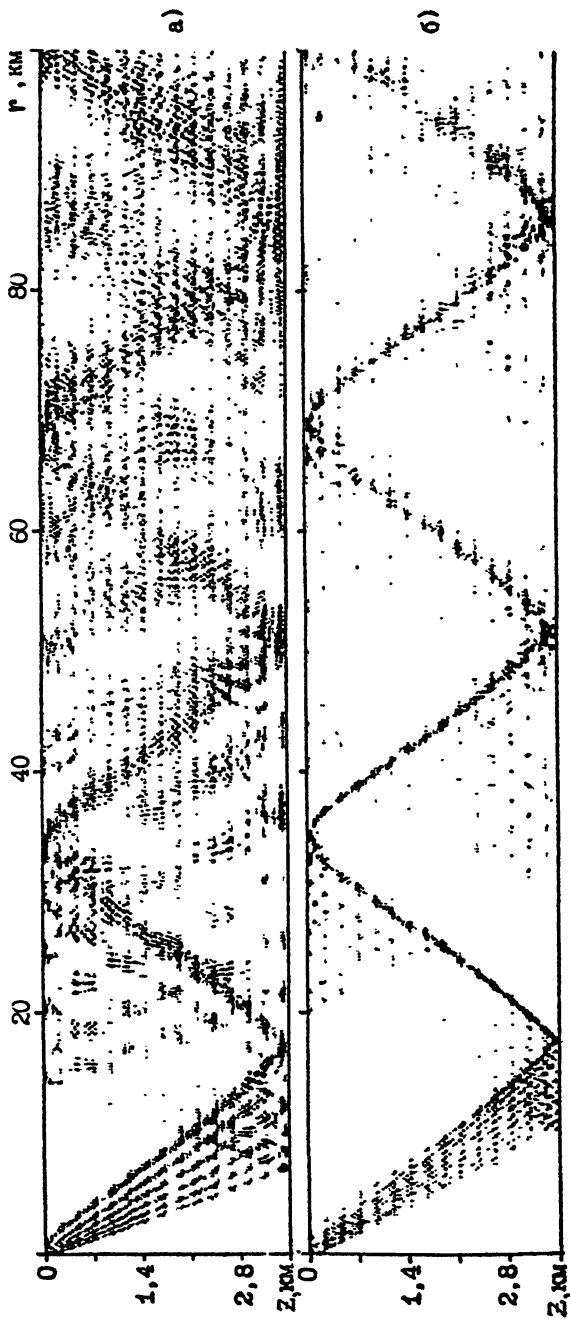
Стратификация скорости звука  $c(z)$  по глубине водного слоя океана ( $0 \leq z \leq 3,5$  км), характеризующая открытый ко дну канал

Как и ранее (см.рис.2, 3), для расчета пространственного распределения интенсивности звукового поля воспользуемся модовой программой "МАЛВА" /2/, при этом численное моделирование проведем для

двух частот  $f = 146$  Гц,  $\beta^{-1} = 1,66$ ,  $n_1 = 0,89$  и  $f = 392$  Гц,  $\beta^{-1} = 1,6$ ,  $n_1 = 0,95$  с соответствующими для них параметрами подводного грунта (см./23/), а также при глубине погружения источника и в  $Z_s = 75$  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 (см.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 дном подводным звуковым каналом, воспользуемся, как и в /1/, результатами расчетов зависимости от номера моды  $\ell$  ее фазовой скорости  $c_\ell(\ell)$ , а также пространственного периода интерференции  $\Delta r_{\ell, \ell+1}(\ell) = 2\pi / (k_\ell - k_{\ell+1})$  и интенсивности  $J_{\ell, \ell+1}(\ell) = A_\ell(z_s, z, k_\ell) A_{\ell+1}(z_s, z, k_{\ell+1})$  соседних мод; здесь  $k_\ell = 2\pi f / c_\ell$  - горизонтальное волновое число моды с номером  $\ell$ , а  $A_\ell(z_s, z, k_\ell)$  - ее амплитуда. Из приведенных на рис.8, 9 зави-

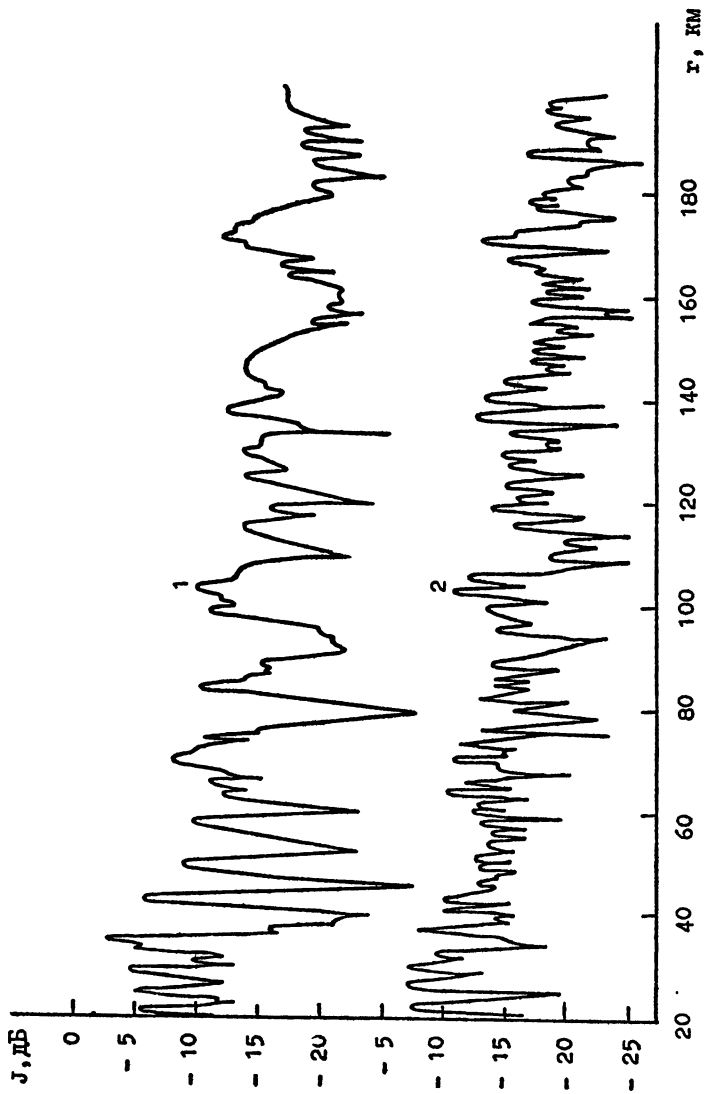




Р и с. 5

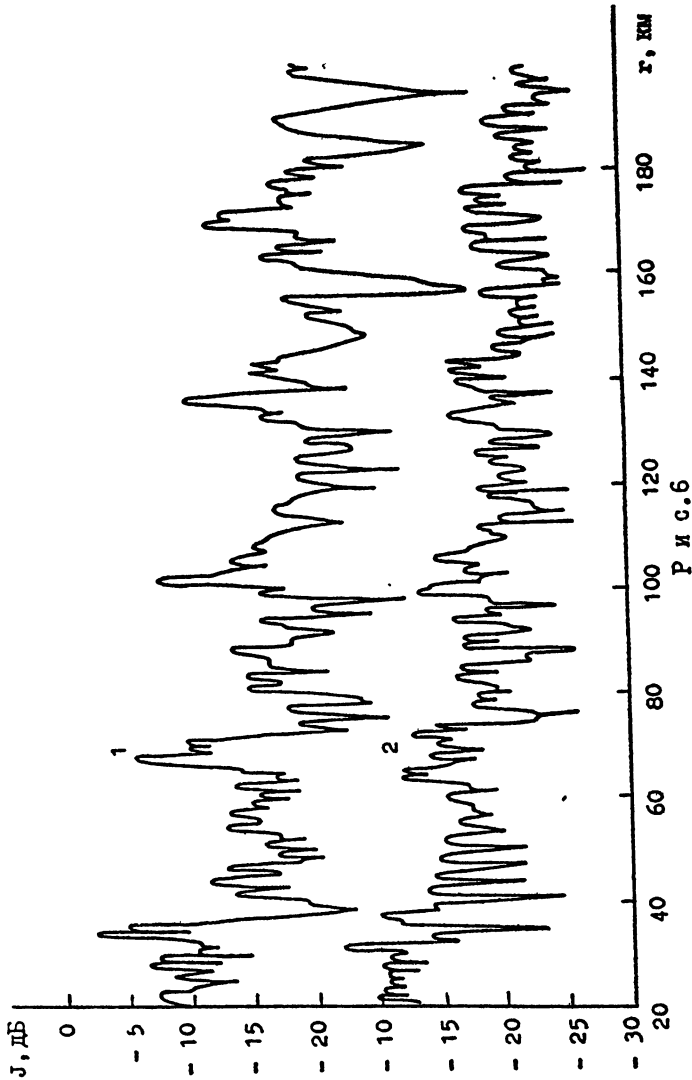
Рассчитанное по модовой программе "МАЛВА" и представленное в плотностной записи распределение интенсивности  $J(r, z)$  акустического поля по глубине  $z$  и горизонтальному расстоянию  $r$  в открытом ко дну канале (см. рис. 4) при глубине источника  $z_s = 75$  м и различных частотах излучения:

$f = 146$  Гц - (а),  $f = 392$  Гц - (б)



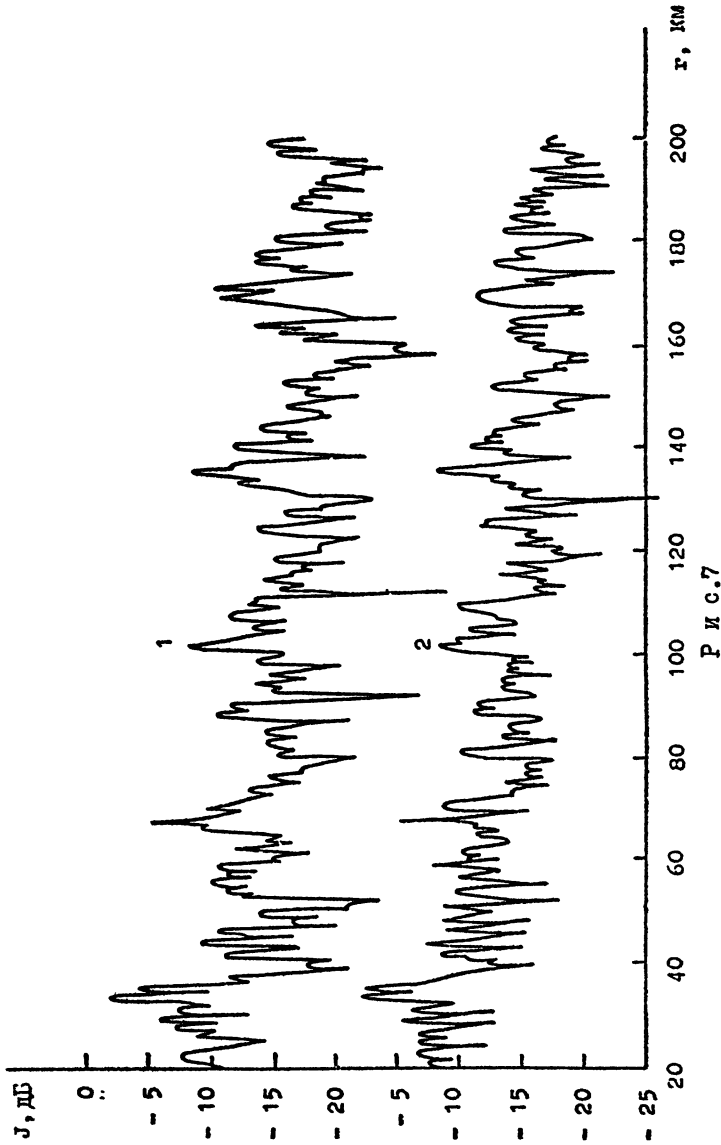
а.)

Р И С. 6

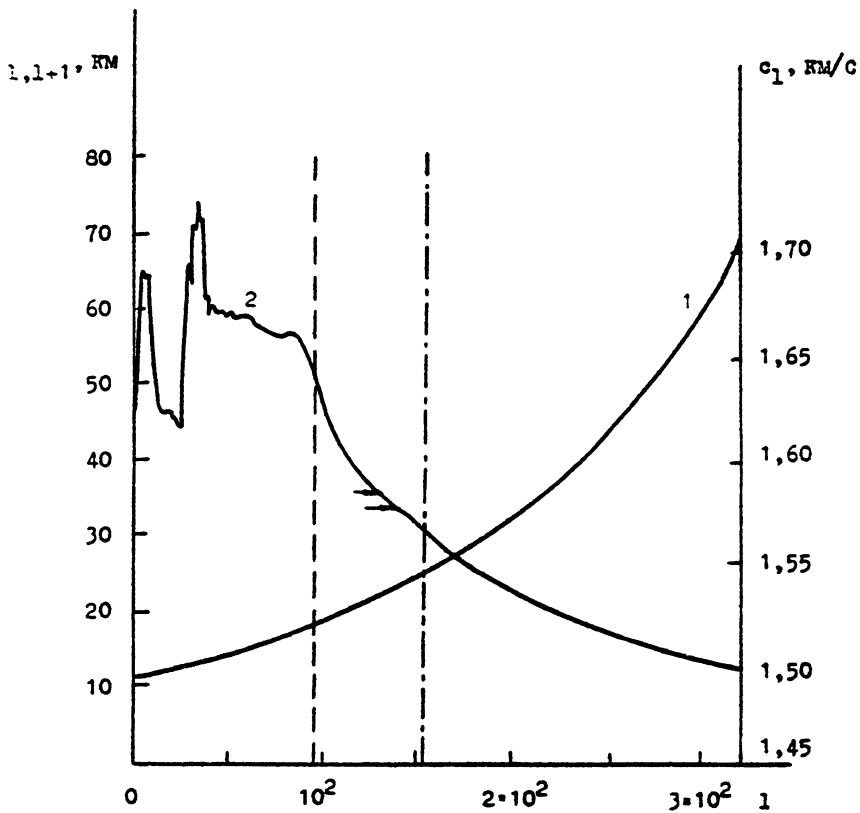


б)

Зависимости от горизонтального расстояния  $r$  интенсивности акустического поля  $J(r; z)$ , рассчитанные по модовой программе "МАДВА" 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)



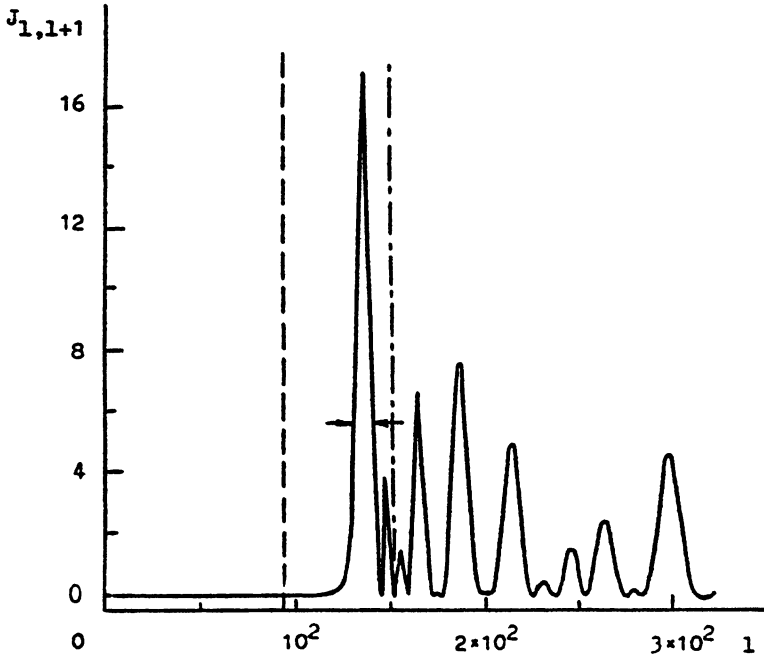
Зависимости от горизонтального расстояния  $r$  интенсивности акустического поля  $J(r, z)$ , рассчитанные по модовой программе "МАЛВА" для частоты излучения  $f = 392$  Гц с усреднением  $\Delta r = 1$  км при  $z_s = 75$  м,  $z = 10^2$  м,  $\rho_1 = 1,6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> и различных значениях скорости и звука в подводном грунте:  $c_1 = 1,7 \cdot 10^3$  м/с - 1,  $c_2 = 2 \cdot 10^3$  м/с - 2



а)

Р и с. 8

б)



Р и с.8

Расчитанные по программе "МАЛВА" для частоты излучения

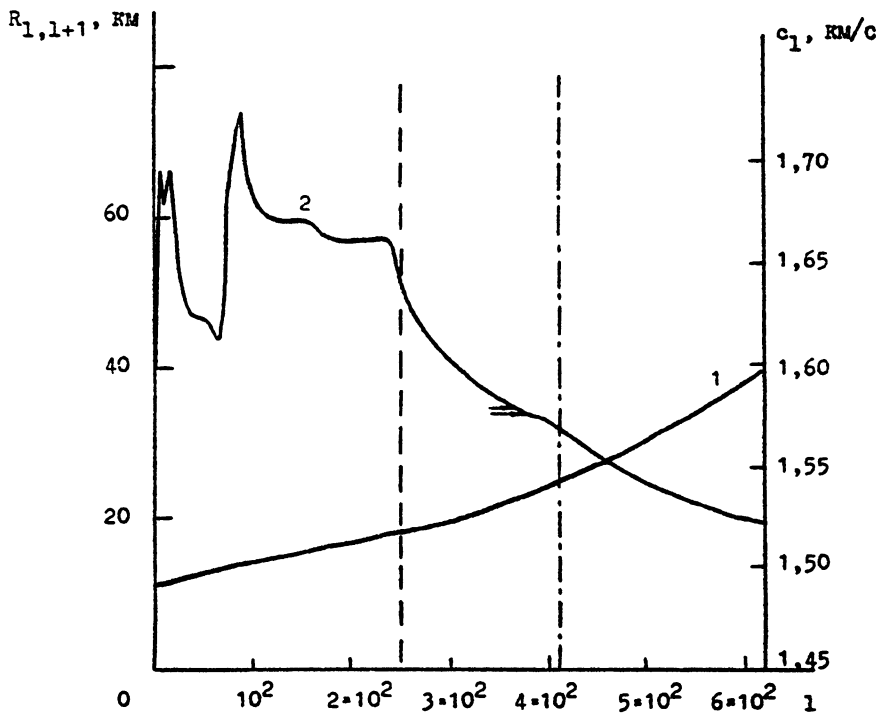
$$f = 146 \text{ Гц при } c_1 = 1704 \text{ м/с и } \rho_1 = 1,66 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$$

зависимости от номера моды  $l$ : (а) - ее фазовой скорости  $c_l(l)$  -  $l$  и пространственного периода интерференции

$R_{l, l+1}(l)$  соседних мод - 2, (б) - интенсивности соседних мод  $J_{l, l+1}(l)$  при  $z_s = 75 \text{ м}$ ,  $z = 10^2 \text{ м}$ .

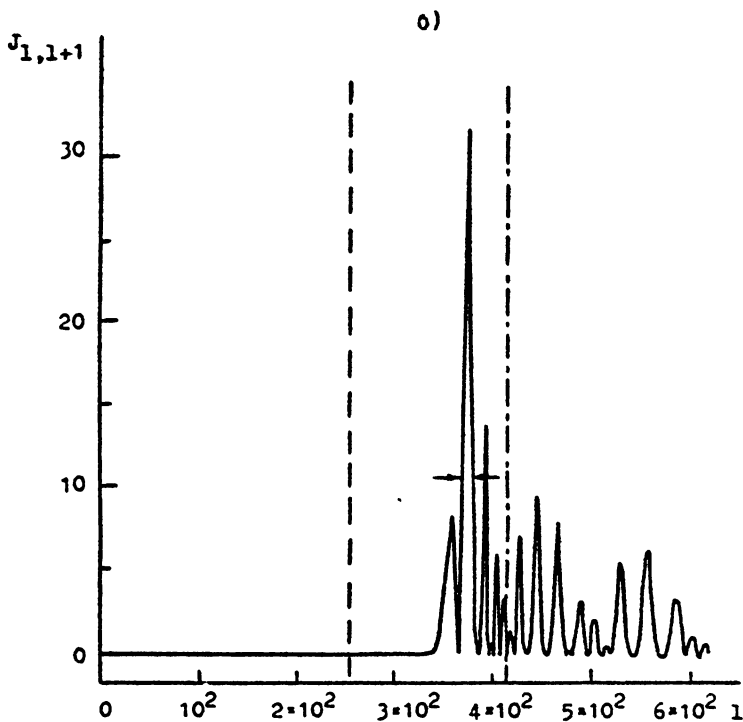
Горизонтальными стрелками отмечен диапазон значений  $R_{l, l+1}(l)$  (см.(а)), соответствующий выделенному модовому пучку, ширина которого по уровню  $1/3$  указана аналогичным образом(см.(б)).

Область слева от линии (- - -) соответствует рефрагированным модам, справа от линии (- . -) - взаимодействующим с поверхностью и дном



a)

Р и с. 9



Р и с.9

Рассчитанные по программе "МАЛБА" для частоты  $f = 392$  Гц при  $c_1 = 1597$  м/с и  $\rho_1 = 1,6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> зависимости от номера моды  $l$ : (а) - ее фазовой скорости  $c_p(l)$  -  $I$  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  $R_{l, l+1}(l)$  (см.(а)), соответствующий выделенному модовому пучку, ширина которого по уровню  $I/3$  указана аналогичным образом(см.(б)).

Область слева от линии (- - -) соответствует рефрагированным модам, справа от линии (- . -) - взаимодействующим с поверхностью и дном



симостей  $c_e(\ell)$ ,  $R_{e,e+1}(\ell)$  и  $J_{e,e+1}(\ell)$  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  $J_{e,e+1}$  и наиболее узкого модового пучка, сформированного взаимодействующими с дном модами, точки поворота которых (в приближении КВБ) расположены в приповерхностном слое с резким отрицательным градиентом скорости звука и которым отвечает минимальный диапазон значений  $\Delta R_{e,e+1} \approx 0,61$  км, соответствующий разностям пространственных периодов интерференции соседних мод  $R_{e,e+1}$ . На низкой же частоте  $f = 146$  Гц, хотя и возбуждается аналогичный модовый пучок, однако соответствующий ему диапазон значений  $\Delta R_{e,e+1} \approx 2,1$  км существенно расширен, по сравнению со случаем  $f = 392$  Гц (см.рис.8, 9), вследствие чего и наблюдается (см.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 расхождение по трассе существенно возрастает с понижением частоты излучения.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Петухов Д.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. - 1977. - № 9. - С.61-81.
3. Fitzgerald R.M., Guthrie A.N., Nuttle D.A., Shaffer J.D. Long-range low frequency CW propagation in the deep ocean:Antiqua Newfoundland//J.Acoust.Soc.Amer.-1974.-V.56, N1.- P.58-69.
  4. Бреховских Л.М. Усредненное поле в подводном звуковом канале //Акуст.журн. - 1965. - Т.II, № 2. - С.148-159.
  5. Guthrie K.M. Wave theory of SOFAR signal shape // J. Acoust. Soc. Amer. - 1974. - V.56, N.3. - P.827-836.
  6. Абросимов Д.И. О вертикальном распределении интенсивности звука в подводном звуковом канале//Акуст.журн. - 1963. - 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, N.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, N.2. - P.416-426.
  10. Pedersen K.A. Theory of the axial ray // J. Acoust.Soc. Amer. - 1969. - V.45, N.1. - P.157-178.
  11. Pedersen K.A., White D.W. Ray theory for sources and receivers on an axis minimum velocity // J. Acoust. Soc. Amer. - 1970. - V.48, Pt.2, N.5. - P.1219-1245.
  12. Распространение звука в океане/Под ред.Л.М.Бреховских. - М.: Изд-во иностр.литер., 1951. - 214 с.
  13. Frosch R.A., Klerer E., Tyson L. Long-range localization of small underwater charges // J. Acoust. Soc. Amer. - 1961. - V.33, N.12. - P.1804-1805.
  14. Bryan G.M., Ewing J.I., Truchan M. Long rang SOFAR studies in the South Atlantic ocean // J. Acoust. Soc. Amer. - 1963. - V.35, N.3. - P.273-278.
  15. Hirsch P. Acoustic field of a pulsed in the underwater sound channel//J.Acoust.Soc.Amer.-1965.-V.38, N.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, N.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, N.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. - 7.37, N.5. - P.885-898.
19. Davis J.A., Murphy E.L. Modified ray theory for bounded media // J. Acoust. Soc. Amer. - 1974. - V.56, N.6. - P.1747-1760.
20. Tindle C.T., Weston D.E. Connection of acoustic beam displacement, cycle distances and attenuation for rays and normal modes // J. Acoust. Soc. Amer. - 1980. - V.67, N.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, N.6. - P.1741-1751.
22. Бурлакова И.Б., Голубев В.Н., Еаров 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. Определены акустические характеристики 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 моря дну подводного звукового канала в глубоком океане // Акуст. журн. - 1990. - Т.36, № 2. - С.362-364.

Дата поступления статьи  
19 февраля 1993 г.

Петухов Юрий Васильевич

ЭФФЕКТ ФОРМИРОВАНИЯ ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ  
В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ  
ПРЕОБЛАДАЮЩЕГО ПО ИНТЕНСИВНОСТИ  
УЗКОГО ЗВУКОВОГО ПУЧКА

---

Подписано в печать 18.02.93 г. Формат 60 x 84/16.  
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,75 усл.п.л.  
Заказ 5309. Тираж 120.

---

Отпечатано на ротапринте НИРФИ