

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РСФСР ПО ДЕЛАМ НАУКИ И ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ

Ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 331

ЭФФЕКТ МИНИМАЛЬНОГО ДИФРАКЦИОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ
ЗОН КОНВЕРГЕНЦИИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
НА НИЗКОЙ ЧАСТОТЕ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Д. В. Петухов

Нижний Новгород 1991

Петухов Д. В.

ЭФФЕКТ МИНИМАЛЬНОГО ДИФРАКЦИОННОГО РАСПЛИВАНИЯ ЗОН
КОНВЕРГЕНЦИИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА НИЗКОЙ ЧАСТОТЕ В ПОДВОДНОМ
ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ//Препринт № 331. - Нижний Новгород: НИРФИ, 1991. -
- 17 с.

УДК 551.463.2

Показано, что при заданных глубинах погружения корреспондирующих точек в глубоководном подводном звуковом канале эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности по трассе распространения низкочастотного звука проявляется лишь в диапазоне частот, в котором функция, характеризующая зависимость произведения амплитуд соседних мод от их номера, имеет два выделенных и сравнимых по величине максимума с соответствующими, заметно различающимися пространственными периодами интерференции, т.е. при возбуждении двух модовых пучков с приблизительно одинаковыми и интенсивностями. Обнаружено также ранее неизвестное явление минимального дифракционного распливания зон конвергенции акустического поля на определенной частоте, обусловленное возбуждением одного единственного и наиболее узкого модового пучка, которому соответствует минимально возможный диапазон значений пространственных периодов интерференции формирующих его соседних мод.

В /1/ численным моделированием с использованием модовой программы "МАЛВА" /2/ установлено, что по трассе распространения низкочастотного звука должен наблюдаться эффект квазицирило дического формирования дальних зон акустической освещенности, являющийся следствием дифракционного расплывания зон конвергенции и последующей интерференции поля при их перекрытии. Проявлением этого эффекта объяснено в /1/ существование наблюдавшихся в экспериментальных исследованиях /3/ дальних зон акустической освещенности, а не зон конвергенции определенных номеров (как считалось в /3/), до значительных расстояний $r \approx 2,8 \cdot 10^3$ км, на которых, по мнению автора /4/, должны иметь место лишь незначительно выделяющиеся на фоне среднего уровня поля узкие акустические всплески.

В настоящем же сообщении исследуется частотная зависимость обнаруженного в /1/ эффекта.

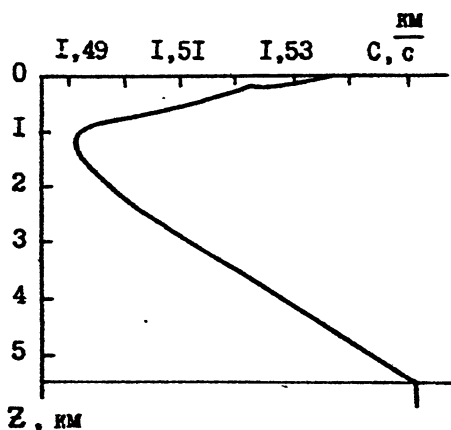


Рис. 1

Как и в /1,3/ рассмотрим распространение низкочастотного звука в глубоководном океаническом волноводе, в котором стратификация скорости звука $c(z)$ по глубине z характерна для тропической Атлантики (см. рис. 1), а дно ($z \geq 5,5$ км) считается акустически прозрачным (см. /1/). При проведении численного моделирования воспользуемся, также как и в /1/, модовой программой "МАЛВА" /2/. Из представленных на рис. 2 результатов численного расчета усредненных с масштабом $\Delta r = 10,2$ км зависимостей интен-

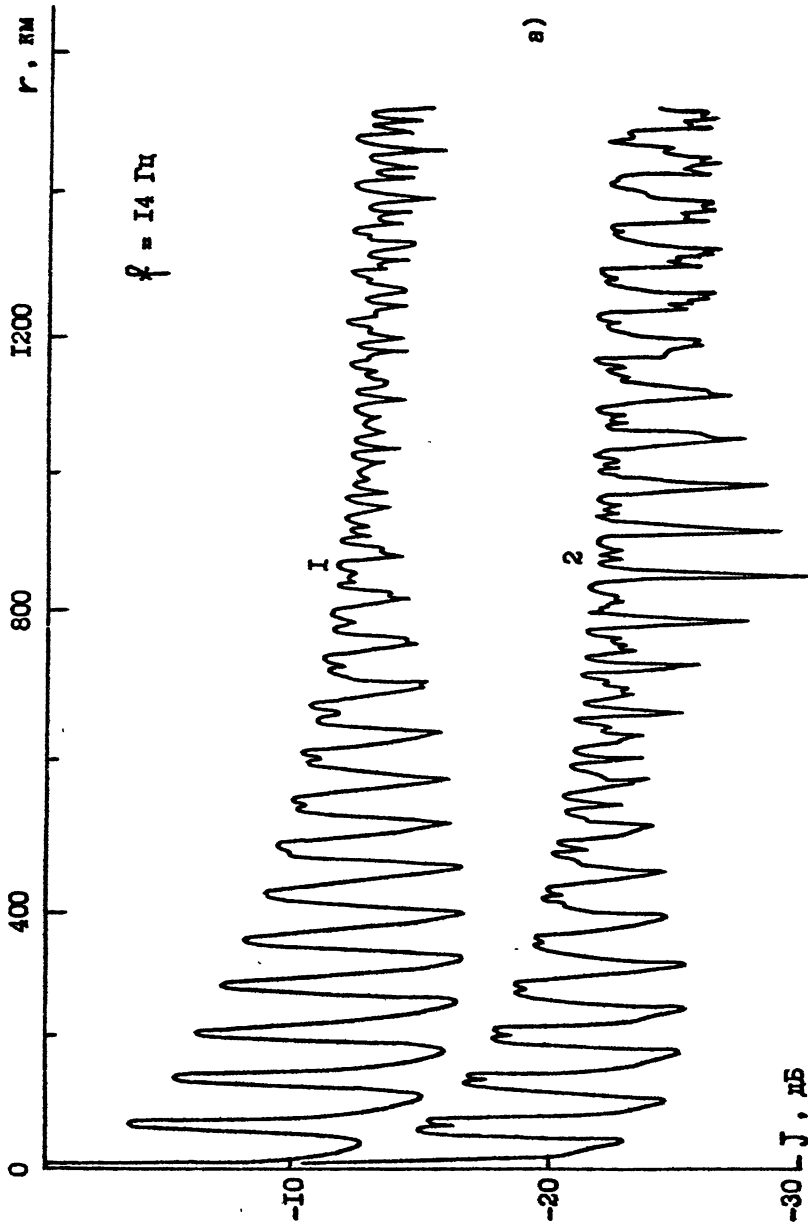
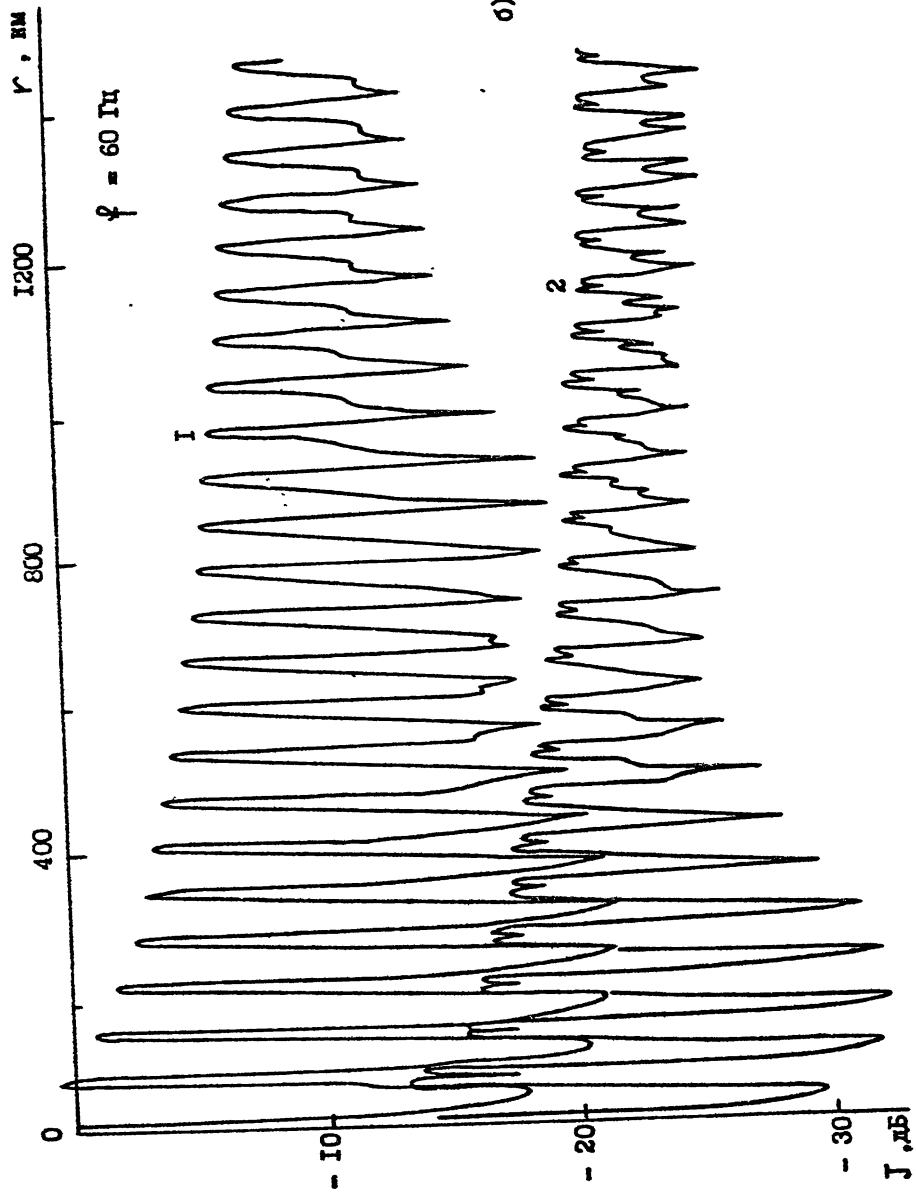
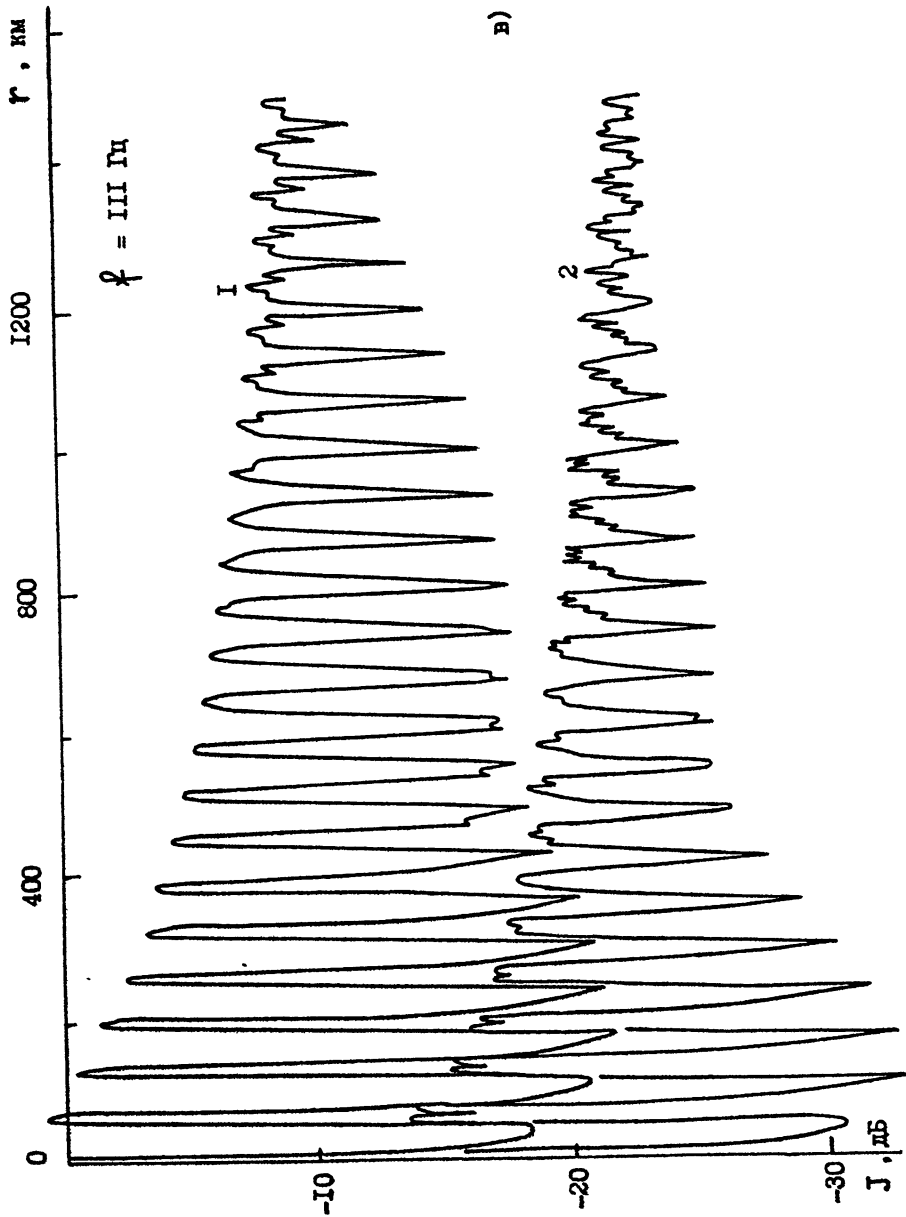


Рис. 2. Усредненные с масштабом $\Delta r = 10,2$ км теоретические зависимости от горизонтального расстояния r интенсивности звука $J(r)$ при $Z_S = 0,104$ км. 1 — отвечает $Z_r = 0,104$ км, 2 — $Z_r = 1,1$ км и смещена на -20 дБ относительно 1.





сивности звука $J(r)$ от горизонтального расстояния при трех значениях частоты $f = 14$ Гц, 60 Гц и 111 Гц можно сделать следующие выводы. Во-первых, эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности, образующихся каждый раз вновь при перекрытии зон конвергенции, наиболее отчетливо проявляется на низкой частоте $f = 14$ Гц, причем с уменьшением глубины корреспондирующих точек, при удалении их от оси подводного звукового канала, наряду с уменьшением величины этого эффекта, возрастает расстояние, начиная с которого он проявляется. Во-вторых, с ростом частоты излучения дифракционное расплывание зон конвергенции должно сначала заметно уменьшаться, а затем - возрасти до определенной величины, не превышающей, естественно, соответствующего значения для более низкочастотного диапазона; кроме того, с уменьшением глубины корреспондирующих точек такое поведение зон конвергенции должно быть более заметным. Следовательно, существует промежуточная область частот, для данного типа волновода в диапазоне $f < 111$ Гц, которой соответствует минимальное дифракционное расплывание зон конвергенции и, поэтому, в ней эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности практически не будет наблюдаться, поскольку основу каждой такой зоны будет составлять зона конвергенции одного соответствующего номера.

Сказанное подтверждает представленная на рис. 3 в плотной записи на плоскости $f - r$ зависимость интенсивности звука $J(f, r)$ от частоты f и расстояния r , рассчитанная с шагом по частоте $\Delta f = 1$ Гц и - по расстоянию $\Delta r = 0,3$ км. Действительно, на рис. 3 хорошо просматривается область частот $30 \text{ Гц} \leq f \leq 75 \text{ Гц}$, в которой дифракционное расплывание зон конвергенции минимально, что приводит к существованию этих зон до расстояния $r \approx 3 \cdot 10^3$ км, почти в три раза превышающего, казалось бы, предельное расстояние, отвечающее полному перекрытию зон конвергенции в геометрии чешков приближения (см. /1/).

Для объяснения обнаруженных закономерностей в формировании дальних зон акустической освещенности обратимся к анализу зависимостей от номера моды l периода интерференции $R_{l, l+1} = 2\pi / (k_l - k_{l+1})$ и интенсивности $J_{l, l+1} = A_l(z_s, z_r, \omega) \cdot A_{l+1}(z_s, z_r, \omega)$ соседних мод: здесь $k_l = \omega / c_l$ - волновое число моды на заданной частоте $\omega = 2\pi f$, c_l - ее фазовая скорость.

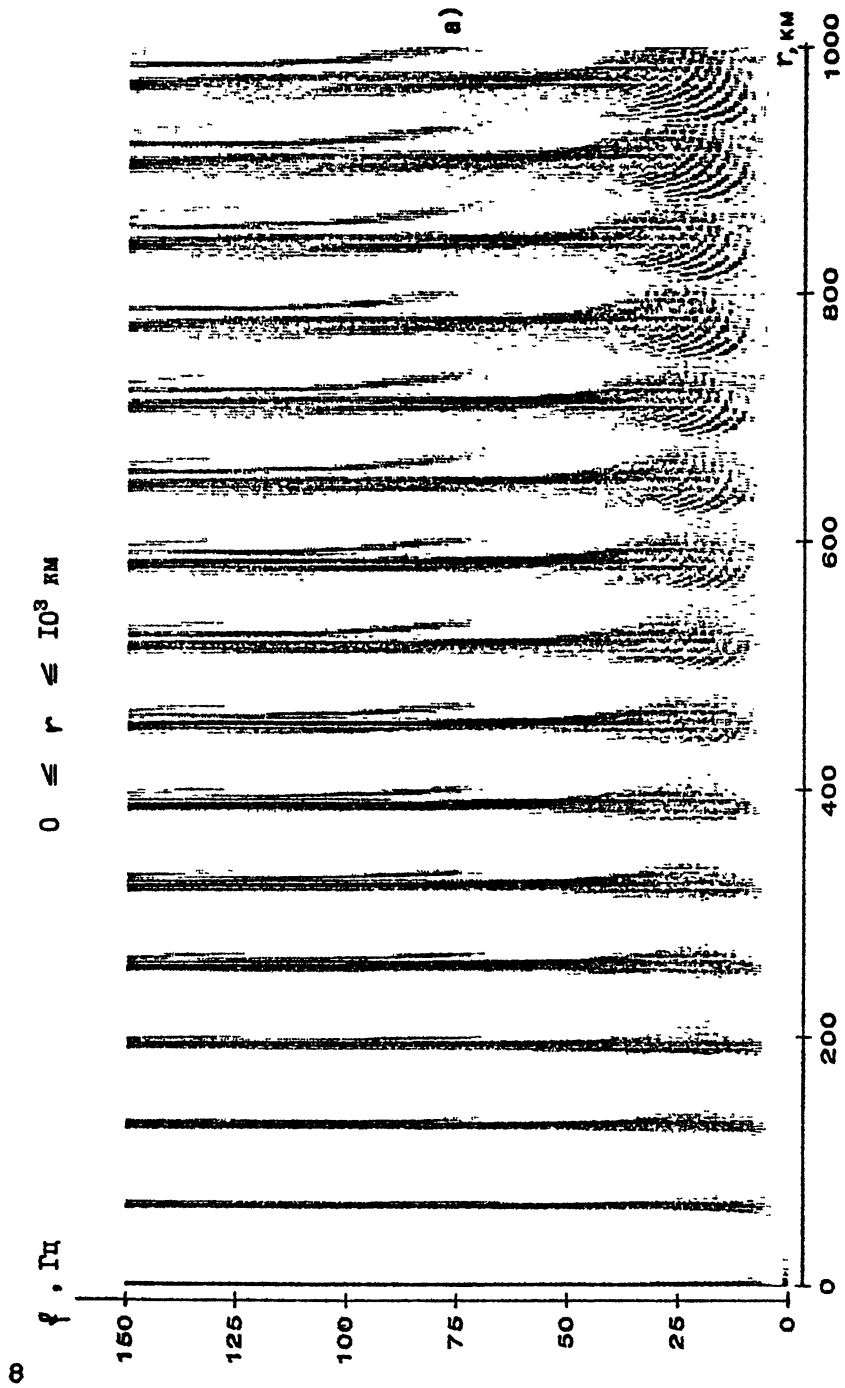


Рис.3 Представленная в плотностной записи на плоскости $f - r$ теоретическая зависимость интенсивности звука $J(f, r)$ при $Z_S = Z_r = 0, 104 \text{ км}$

$10^3 \text{ km} \leq r \leq 2 \cdot 10^8 \text{ km}$

$\varphi, \text{ Гц}$

150

125

100

75

50

25

0

1000

1200

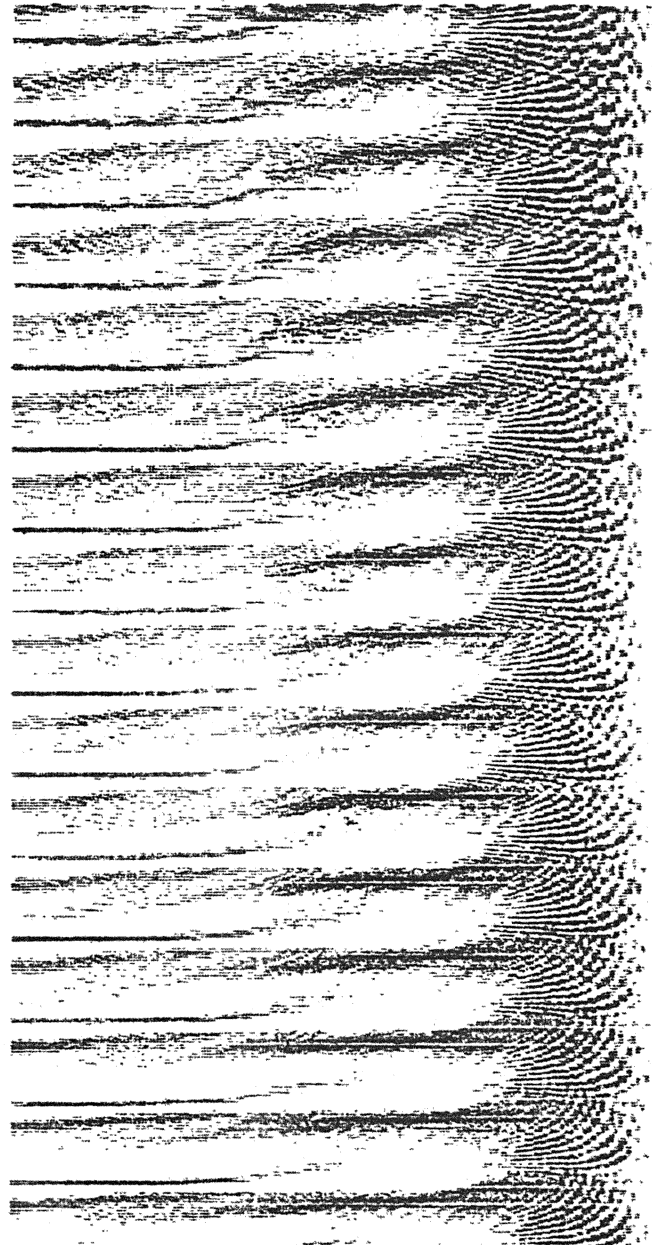
1400

1600

1800

2000

$r, \text{ km}$



d)

ω, Hz

$2 \times 10^3 \text{ km} \leq r \leq 3 \times 10^3 \text{ km}$

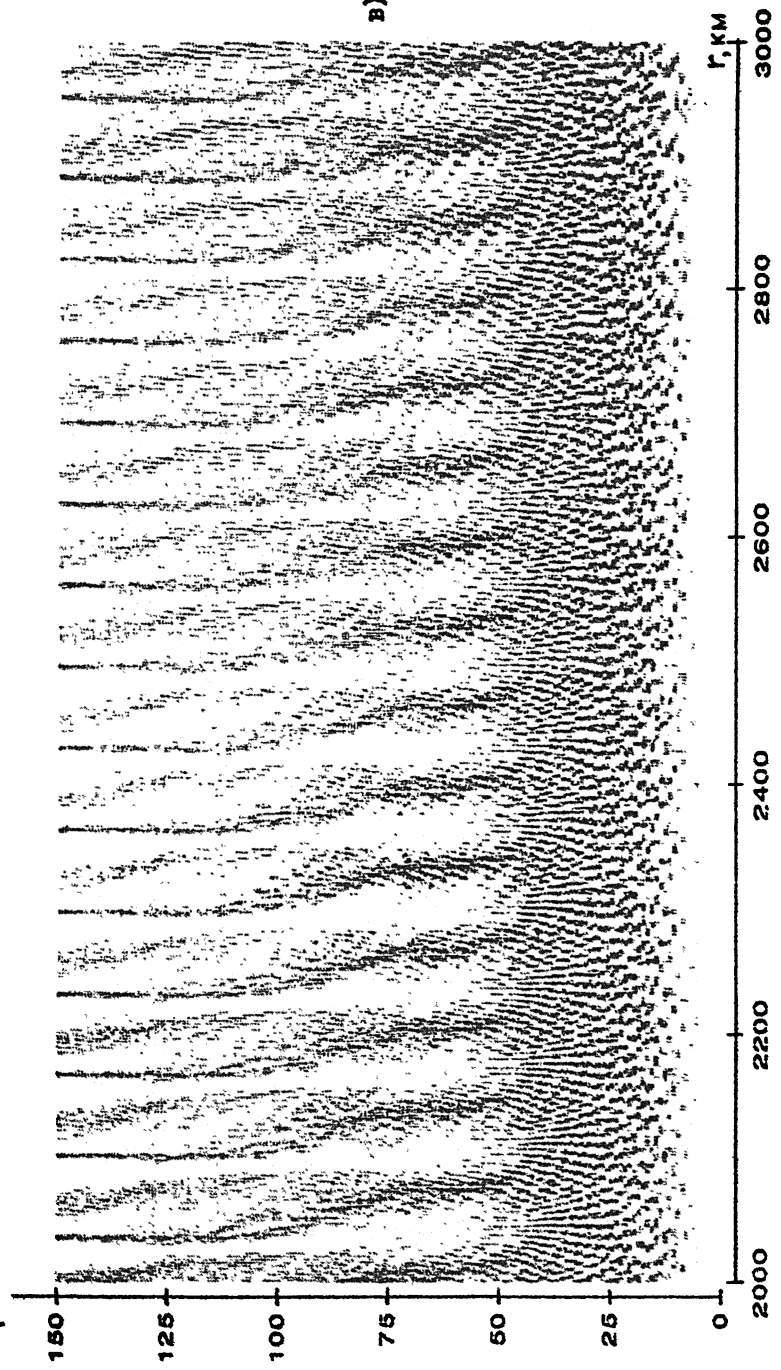


Рис.3

$A_{\ell}(Z_s, Z_r, \omega) = \psi_{\ell}(Z_s, \omega) * \psi_{\ell}(Z_r, \omega)$ - амплитуда, выражающаяся через произведение собственных функций $\psi_{\ell}(Z, \omega)$ рассматриваемого волновода при $Z = Z_s$ и $Z = Z_r$. Интерес к соседним модам с номерами ℓ и $\ell + 1$ вызван следующими причинами. Во-первых, их периоды интерференции $R_{\ell, \ell+1}$ являются наибольшими и из всего возможного диапазона значений $R_{\ell, m}$ ($m \neq \ell + 1$), поэтому соседние моды формируют крупномасштабную интерференционную структуру поля, которая наиболее устойчива в реальных океанических волноводах (см./3/) и представляет здесь основной интерес. Во-вторых, как следует из сказанного выше, их разность фаз медленнее всего возрастает с расстоянием r и, поэтому, в случае существования экстремума в $J_{\ell, \ell+1}(\ell)$ при $\ell = L$ соседние моды $L - 1, L$, а также $L, L + 1$ будут играть определяющую роль в формировании интерференционных максимумов (или минимумов) поля на значительных расстояниях $r = q R_{L, L+1}$, отвечающих большим целым значениям параметра $q \gg 1$.

В связи со сделанными замечаниями, на рис.4, где вертикальная штриховая линия разделяет области существования канальных (слева) и волноводных (справа) мод, приведены результаты численного расчета зависимостей $C_{\ell}(\ell)$, $R_{\ell, \ell+1}(\ell)$ (кривая 1), а также отнормированной интенсивности соседних мод $IN = (J_{\ell, \ell+1} - \min\{J_{\ell, \ell+1}\}) / \max\{J_{\ell, \ell+1}\}$ (кривые 2, 3) при значениях Z_s, Z_r и f , соответствующих представленным на рис.2 (см. кривые 1, 2) усредненным зависимостям $J(r)$. Как видно (см. рис.4), эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности заметно проявляется при наличии в $J_{\ell, \ell+1}(\ell)$ двух выделенных максимумов, сравнимых по величине и отвечающих в данном случае при $Z = 0,104$ км, $Z_r = 1,1$ км, $f = 14$ Гц (см. рис.4а) канальным модам $\ell = 13$, $R_{13,14} = 62,8$ км, в приближении ВКБ верхние точки поворота которых лежат ниже свободной поверхности, и волноводным модам $\ell = 19$, $R_{19,20} = 66,25$ км, точки поворота у которых выше оси канала $0 \leq Z \leq 1,1$ км отсутствуют. Именно существование двух модовых пучков приблизительно одинаковой интенсивности, с выделенными и заметно различающимися периодами интерференции соответствующих типов мод $\Delta R = R_{19,20} - R_{13,14} = 3,45$ км, приводит к периодическому переформированию дальних зон акустической освещенности с пространственным периодом $R_g = R_{19,20}^2 \times (R_{19,20} - R_{13,14})^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^3$ км, согласующимся по величине с приведенными в /1/ и на рис.2а результатами. Как видно из рис.4в,

Рис. 4 (а)

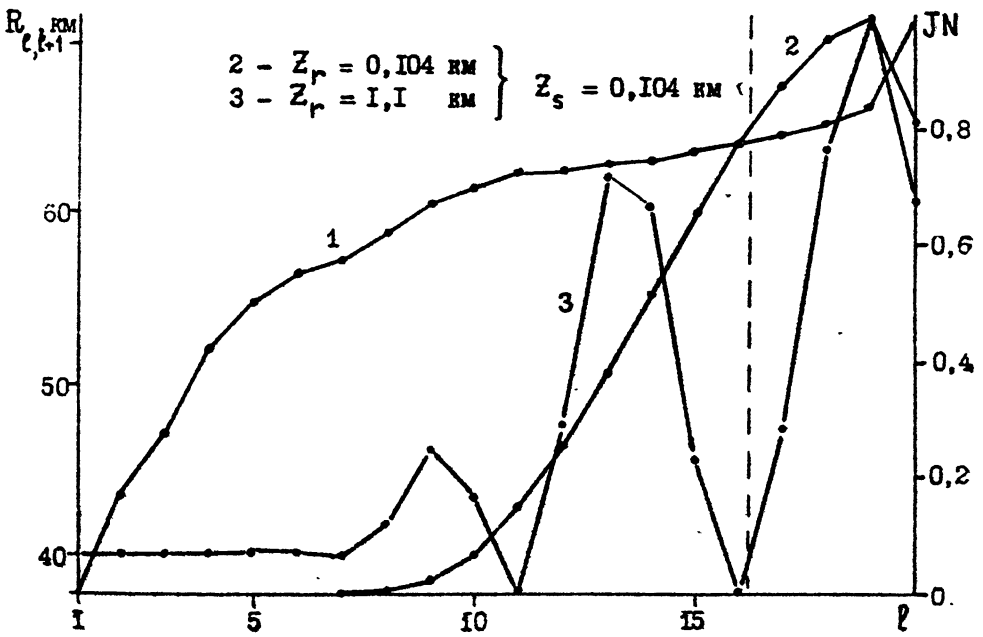
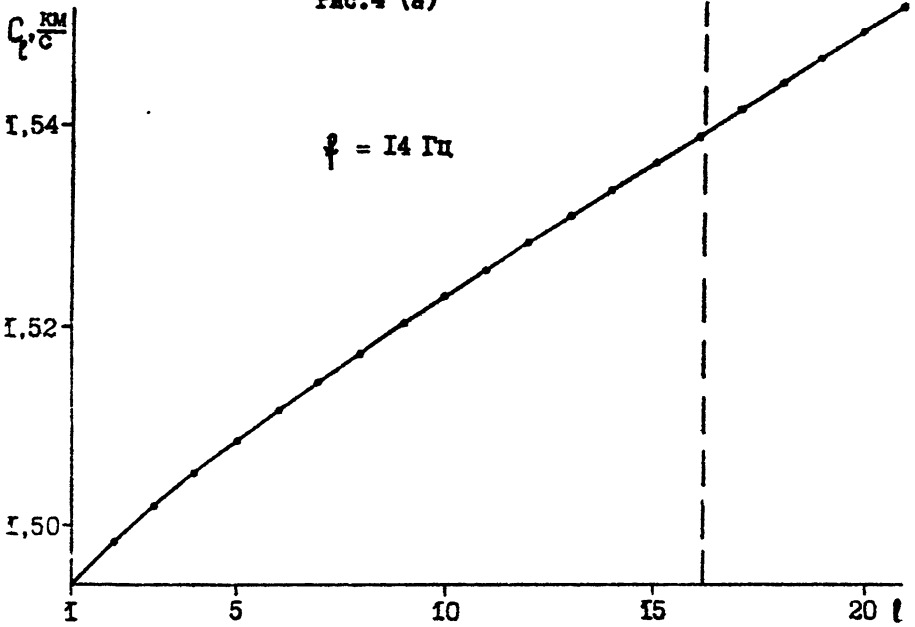


Рис. 4 (д)

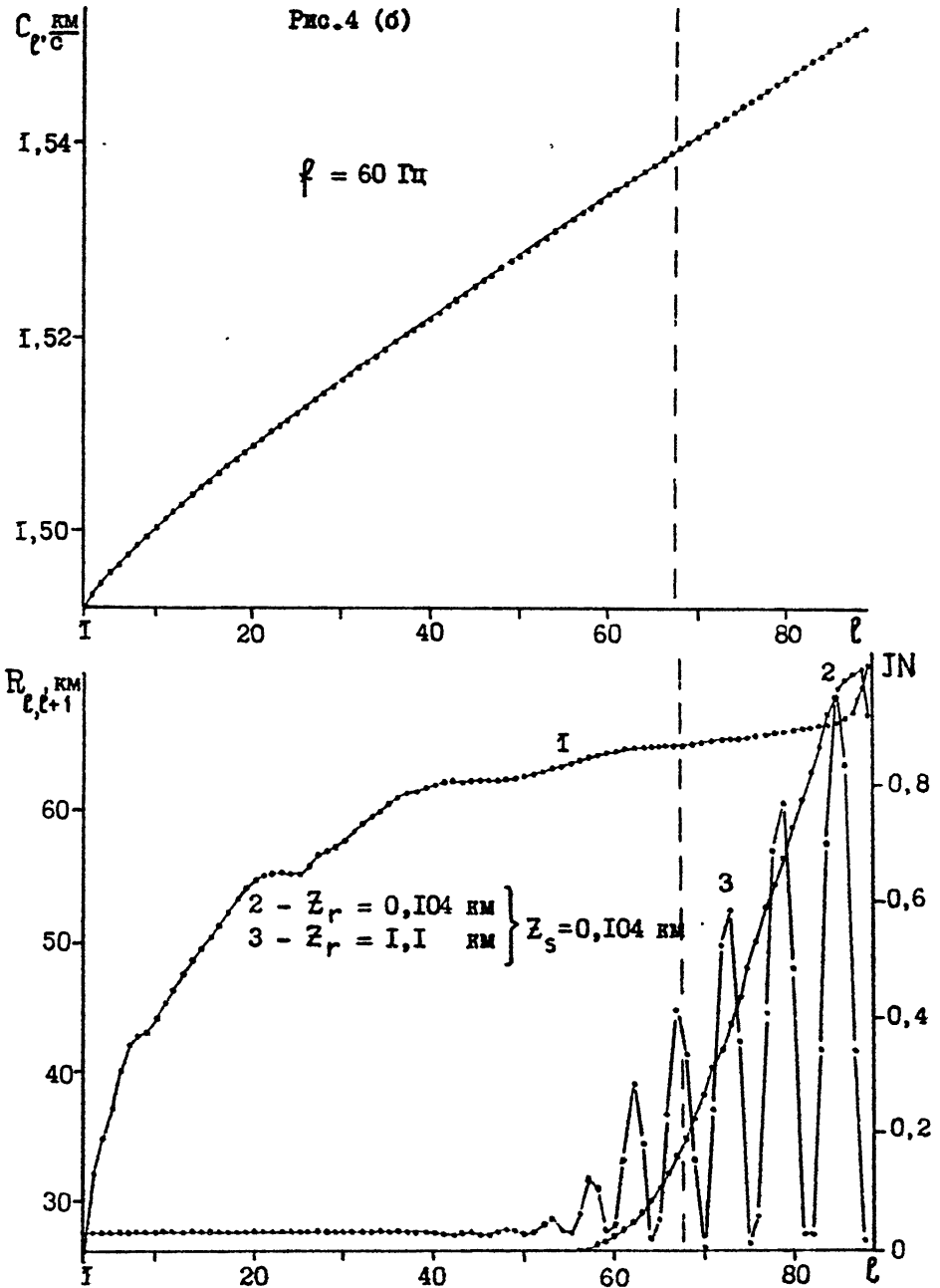
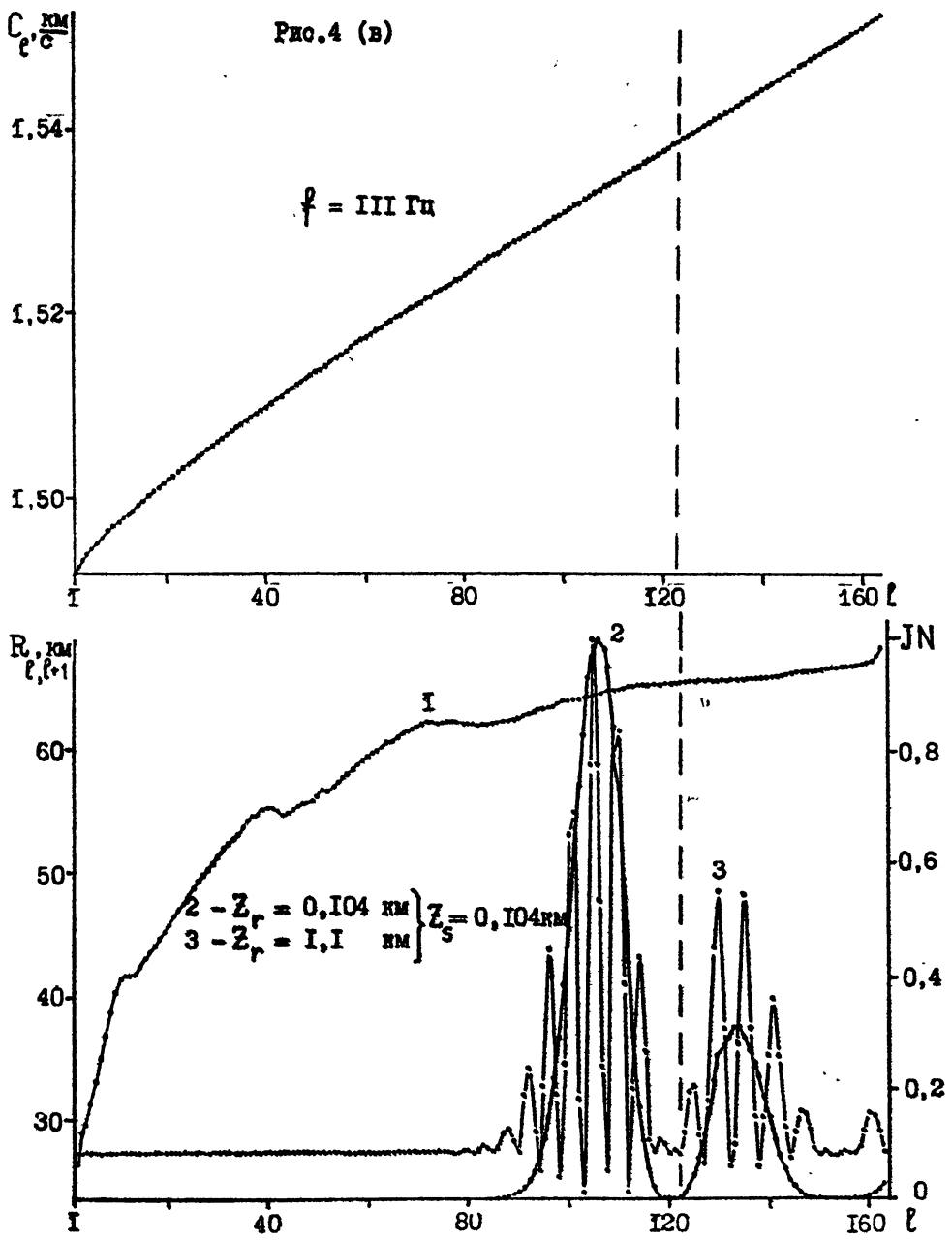


Рис. 4 (в)



наличие при $Z_s = Z_r = 0,104$ км, $f = 111$ Гц двух выделенных максимумов в $J_{\ell, \ell+1}(\ell)$, соответствующих канальным $\ell = 107, R_{107,108} = 64,17$ км и волноводным $\ell = 133, R_{133,134} = 65,83$ км модам, тем не менее, не приводит к заметному проявлению эффекта переформирования зон акустической освещенности вследствие: во-первых, значительного различия этих максимумов по величине $J_{107,108} \times J_{133,134} \approx 3$, в результате которого интенсивность канального модового пучка существенно превышает интенсивность волноводного модового пучка во всей области расстояний $r > 0$; во-вторых, малости различий $\Delta R = R_{133,134} - R_{107,108} = 1,66$ км между выделенными периодами интерференции в соответствующих модовых пучках, приводящей к почти двукратному увеличению периода переформирования R_g дальних зон акустической освещенности по сравнению с его величиной при $Z_s = 0,104$ км, $Z_r = 1,1$ км, $f = 14$ Гц и, тем самым, к большему ослаблению интенсивности канального $I(L = 107)$ и волноводного $I(L = 133)$ пучков из-за дифракционного их расплывания на расстояниях $r = Q_g R_g$ ($Q_g = 1, 2, \dots$). Следует отметить, что здесь под интенсивностью модового пучка понимается величина $I(L)$, определяемая выражением

$$I(L) = \pi^2 \sum_{\ell=\ell_1}^{\ell_2-1} J_{\ell, \ell+1}(\ell) \left\{ H_0^{(1)}(K_\ell r) \left[H_0^{(1)}(K_{\ell+1} r) \right]^* + H_0^{(1)}(K_{\ell+1} r) \left[H_0^{(1)}(K_\ell r) \right]^* \right\}, \quad (I)$$

где $H_0^{(1)}(K_\ell r)$ - функция Ханкеля, $\left[H_0^{(1)}(K_\ell r) \right]^*$ - комплексно сопряженная ей функция, ℓ_1 и ℓ_2 ближайшие к максимуму (при $\ell = L$) номера мод $\ell_1 < L < \ell_2$, для которых выполняются приближенные равенства $J_{\ell, \ell+1}(\ell_1) \approx 0$, $J_{\ell, \ell+1}(\ell_2) \approx 0$ или соотношения $J_{\ell, \ell+1}(\ell_1) / J_{\ell, \ell+1}(L) \ll 1$, $J_{\ell, \ell+1}(\ell_2) / J_{\ell, \ell+1}(L) \ll 1$. По мере уменьшения глубины корреспондирующих точек, в данном случае приемника, количество максимумов в $J_{\ell, \ell+1}(\ell)$

заметно уменьшается, причем в основном за счет уменьшения вклада канальных мод (см. рис. 4), и при определенных значениях Z_S , Z_r и f в $J_{\ell, \ell+1}(\ell)$ остается всего лишь один максимум, соответствующий пучку волноводных мод (см. рис. 4а, б). В такой ситуации увеличение частоты в определенном диапазоне $f \leq 60$ Гц (см. случаи $Z_S = Z_r$ на рис. 4 а, б) может приводить к заметному уменьшению относительной ширины $\delta\ell = (\ell_2 - \ell_1)/L_0$ модового пучка и к смещению его максимума при $\ell = L$ в область больших значений $R_{\ell, \ell+1}$, т.е. к уменьшению дифракционного распыления модового пучка, вследствие сужения соответствующих ему значений $R_{\ell, \ell+1}$ в области $\ell_1 \leq \ell \leq \ell_2$; здесь $L_0(\omega)$ - максимальное число распространяющихся мод. Последнее обстоятельство и приводит к наблюдаемому при $f \rightarrow 60$ Гц на рис. 2, 3 уменьшению дифракционного распыления зон конвергенции. При дальнейшем увеличении частоты излучения $f > 60$ Гц, аналогично как и глубины корреспондирующих точек, количество выделенных и сравнимых по величине максимумов в $J_{\ell, \ell+1}(\ell)$ увеличивается (см. рис. 4а, б), т.е. возрастает количество модовых пучков, сформированных волноводными и канальными модами соответственно, а значит и отвечающее им число выделенных периодов интерференции растет. Расширение же диапазона значений $R_{\ell, \ell+1}$, вызываемое увеличением числа модовых пучков, приводит к появлению весьма сложной интерференционной структуры поля в зонах акустической освещенности и к относительному увеличению их дифракционного распыления; поэтому эффект переформирования дальних зон акустической освещенности будет также наблюдаться и в более высокочастотном диапазоне $f > 75$ Гц (см. рис. 3), но на значительно больших расстояниях чем при $f = 14$ Гц (см. рис. 2).

Таким образом, эффект минимального дифракционного распыления зон конвергенции акустического поля на определенной частоте при заданных глубинах погружения корреспондирующих точек в глубоководном подводном звуковом канале обусловлен существованием наиболее узкого и единственного выделенного максимума функции, характеризующей зависимость произведения амплитуд соседних мод от их номера, т.е. наличием единственного волноводного пучка мод минимальной ширины для этой частоты; эффект же квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности обусловлен существованием двух выделенных и сравнимых по величине максимумов этой функции, то есть

наличием двух модовых пучков, сформированных канальными и волноводными модами соответственно.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Петухов Д.В. Влияние дифракционных и интерференционных эффектов на формирование дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале//Акуст.журн. - 1991. - Т.37, № 3. - С. 585 - 588.
2. Вагин А.В., Мальцев Н.Е. Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане//Вопр.судостроения. Акустика. - 1977. - 9. - С.61-81.
3. Guthrie A.N., Fitzgerald R.M., Natile D.A., Shaffer J.D. Long-range low-frequency cw propagation in the deep ocean: Antigua-Newfoundland// J.Acoust.Soc.Amer.-1974.-v.56,№1.-P.58-69.
4. Перель М.В. Структура акустического поля в глубоком море на больших дальностях//Акустические волны в океане/Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. - М.: Наука, 1987. - С.70-76.

Дата поступления статьи
20 июня 1991 г.