Государственный комитет РСФСР по делам науки и высшей школы

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

Препринт № 321

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В МЕЛКОВОДНОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В.Н.Лобанов
Ю.В.Петухов

Нижний Новгород 1991

Лобанов В. Н., Петухов Ю. В.

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В МЕЛКОВОДНОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ //Препринт № 321. - Нижний Новгород: НИРФИ, 1991. - 49 с.

УДК 534.231.1

Анализ экспериментальных данных для интенсивности широкополосного звука в мелком море показал, что в поведении линий экстремальных значений этой величины на плоскости частота - дистанция имеются особенности, проявляющиеся в смене знака тангенса угла наклона этих линий в области низких частот и объясняющиеся влиянием сейсмических волн на формирование интерференционной структуры поля в океаническом волноводе.

I. ВВЕДЕНИЕ

При распространении звуковых волн в океанических волноводах в определенной области расстояний и соответствующем диапазоне частот наблюдается интерференционная структура поля, которая для широкополосных сигналов характеризуется существованием на плоскости частота - расстояние ($f - r$) линий экстремальных значений интенсивности $J(f, r)$ /I-6/, имеющих определенный угол наклона , тангенс которого β , как отмечалось в /I, 2/, является инвариантом пространственно-частотной интерференционной структуры поля для определенной группы мод:

$$\beta = \frac{r}{\omega}\left(\frac{\partial\omega}{\partial r}\right) = -\frac{dm_\varphi}{dm_r}\,, \tag{I}$$

здесь $\omega = 2\pi f$, $m_\varphi = c_\varphi^{-1}$, $m_r = c_r^{-1}$, c_φ и c_r - фазовая и групповая скорости, характеризующие данную группу мод. Необходимо отметить, что при получении выражения (I) в /I, 2/ использовалось предположение о функциональной зависимости $c_r = c_r(c_\varphi)$, исключающей в качестве явных переменных номер моды и частоту, которое справедливо в приближении ВКБ и в волноводах с идеально отражающими границами /7/. В /I, 2/ утверждается, что величина β является инвариантом, поскольку для определенной группы мод не зависит от частоты, расстояния r в однородном по трассе волноводе , глубины излучения z_s и - приема z_r , а определяется свойствами среды и средним по этой группе мод значением производной в (I). В неоднородном по трассе волноводе β для определенной группы мод будет изменяться с расстоянием r (см./2, 8/):

$$\beta(r) = -\frac{d\bar{m}_\varphi(r)}{d\bar{m}_r(r)}, \qquad (2)$$

где $\bar{m}_r(r) = \frac{1}{r}\int_0^r m_r(x)\,dx$, причем не только по величине, но и по знаку; это означает, что на определенных расстояниях могут возникать особенности величины $\beta(r)$ ($\beta^{-1}(r) = 0$), которым на плоскости $f - r$ будут соответствовать вертикальные линии экстремальных значений интенсивности, означающие, например, для импульсных сигналов отсутствие дисперсионного расплывания их во времени, вследствие скомпенсированности его различными знаками дисперсионных эффектов /8/. Аналогичная ситуация ($\beta^{-1} = 0$) возможна и в однородном по трассе волноводе при возникновении на определенных расстояниях интерференции между различными типами лучей (соответствующими группами мод), например, водными и донными или водными различных циклов (см./4, 5/). Однако в однородных /4, 5/ и неоднородных /8/ по трассе волноводах величина β^{-1} будет обращаться в нуль лишь в определенной области частот, в которой минимальны хроматические аберрации, неучитываемые в приближении ВКБ (см./9/), что проявляется в экспериментальных зависимостях $J(f, r)$, полученных в /4, 5/, и не учтено в /8/. Зависимость от частоты, впрочем как и от номера моды, в выражениях (I), (2) для β отсутствует не только по отмеченным выше (см.также /I, 2/) причинам, но и потому, что при выводе (I), (2) неявно использовалось предположение о многомодовом характере распространения (см. /IO/), из которого для частот вдали от критических частот мод следует вывод об инвариантности величины β .

Ситуация существенным образом изменяется при мелководном характере распространения сигналов в океаническом волноводе, когда значительные качественные и количественные отличия в поведении фазовых, а также групповых скоростей различных мод в определенном диапазоне частот не позволяют ввести разумные средние по заданной группе мод значения соответствующих величин, например, при двухмодовом режиме распространения. Как правило, в рассматриваемом диапазоне частот оказываются не только критические частоты определенного количества мод с номерами $\ell = [1, L]$, но также и частоты $f_s(\ell)$, на которых пересекаются зависимости групповых скоростей различных мод, что приводит к появлению в области последних особенностей $\beta^{-1}(f_s) = 0$ интерференционной структуры поля, причем, в отличие от /I, 2/, во всей области расстояний, где справедливо модовое представление поля /II/.

Изучению возможных особенностей $\beta^{-1}(f) = 0$ в интерференционной структуре поля, существующих во всей области расстояний, где имеет место распространение определенного малого количества мод в мелководном океаническом волноводе, и посвящена настоящая работа.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА

Рассмотрение начнем сразу с более общего случая - плавно-неоднородного по трассе волновода, изменения акустических характеристик которого малы на максимальном пространственном периоде интерференции поля по r. Тогда, воспользовавшись адиабатическим приближением (невзаимодействующих мод) /I2, I3/, с учетом /I4/, для спектра $S(\omega, r)$ поля давления, возбуждаемого движущимся со скоростью v точечным источником широкополосного звука с исходным спектром излучения $S_0(\omega)$, получим простое выражение:

$$S(\omega,r) = \frac{S_0(\omega)}{\sqrt{r}} \sum_{l=1}^{L(\omega)} A_l(z_s, z_r, \xi_l(r)) \exp\left\{ i \int_0^r \xi_l(r) \left[1 - \frac{v}{c_{rl}(r)} \right] dr \right\}, \quad (3)$$

где $A_l(z_s, z_r, \xi_l(r))$ - амплитуда моды с номером l, $\xi_l(r)$ - ее волновое число для волновода сравнения, $c_{rl}(r)$ - ее групповая скорость. Очевидно, что на плоскости частота - расстояние $(\omega - r)$ линии экстремальных значений интенсивности $J(\omega, r) = |S(\omega, r)|^2$ определяются следующими уравнениями:

$$\int_0^r [\xi_l(r) - \xi_m(r)] dr - v \int_0^r \left[\frac{\xi_l(r)}{c_{rl}(r)} - \frac{\xi_m(r)}{c_{rm}(r)} \right] dr = 2\pi q, \quad (4)$$

где q = I, 2, 3... – порядковый номер интерференционной линии. Продифференцировав (4) по частоте, найдем выражение, для $\frac{r}{\omega}\left(\frac{\partial\omega}{\partial r}\right) = \beta_{\ell m}$:

$$\beta_{\ell m}(\omega,r) = \left\{\left[1-\frac{v}{c_{rm}(r)}\right]\Big/c_{\varphi m}(r) - \left[1-\frac{v}{c_{r\ell}(r)}\right]\Big/c_{\varphi\ell}(r)\right\} r \Big/ \tag{5}$$

$$\int_0^r \left\{\left[1-\frac{v}{c_{r\ell}(r)}+\frac{v\omega\frac{\partial c_{r\ell}}{\partial\omega}}{c_{r\ell}(r)c_{\varphi\ell}(r)}\right]\Big/c_{r\ell}(r) - \left[1-\frac{v}{c_{rm}(r)}+\frac{v\omega\frac{\partial c_{rm}}{\partial\omega}}{c_{rm}(r)c_{\varphi m}(r)}\right]\Big/c_{rm}(r)\right\}dr,$$

характеризующее тангенс угла наклона этих линий, описываемых уравнением (4). Если пренебречь влиянием величины скорости движения источника на структуру интерференционных линий, то из (5) получим более удобное для дальнейшего анализа выражение

$$\beta_{\ell m}(\omega,r) = \frac{c^{-1}_{\varphi\ell}(r) - c^{-1}_{\varphi m}(r)}{\frac{1}{r}\int_0^r \left[c^{-1}_{rm}(r) - c^{-1}_{r\ell}(r)\right] dr}, \tag{6}$$

совпадающее в случае однородного по трассе волновода с полученным в /I5/ выражением для тангенса угла наклона

$$\beta_{\ell m}(\omega) = \frac{c^{-1}_{\varphi\ell} - c^{-1}_{\varphi m}}{c^{-1}_{rm} - c^{-1}_{r\ell}} \tag{7}$$

интерференционной линии, уравнение для которой в плоскости ($\omega - r$) имеет следующий вид:

$$r_{\ell m} = \frac{\pi q}{\omega(c^{-1}_{\varphi\ell} - c^{-1}_{\varphi m})} = \frac{\pi q}{\omega\beta_{\ell m}(c^{-1}_{rm} - c^{-1}_{r\ell})}. \tag{8}$$

Заметим, что при многомодовом распространении из (6),(7) непосредственно следуют выражения для инварианта (I) и (2) соответственно. Действительно, поскольку $L(\omega) \gg I$, то для определенной группы мод с номерами $L(\omega) - L_1(\omega) \leq \ell \leq L(\omega)$ при $I \ll L_1(\omega) < L(\omega)$ фазовые скорости $C_{\varphi\ell}$ будут незначительно увеличиваться с ростом ℓ, что позволяет ввести средние по этой группе мод значения C_φ и C_r, для которых выполняется приближенное соотношение (см./I, 2,I0/)

$$c_{r\ell}^{-1} \approx c_r^{-1} + \frac{dc_r^{-1}}{dc_\varphi^{-1}}\left(c_{\varphi\ell}^{-1} - c_\varphi^{-1}\right). \qquad (9)$$

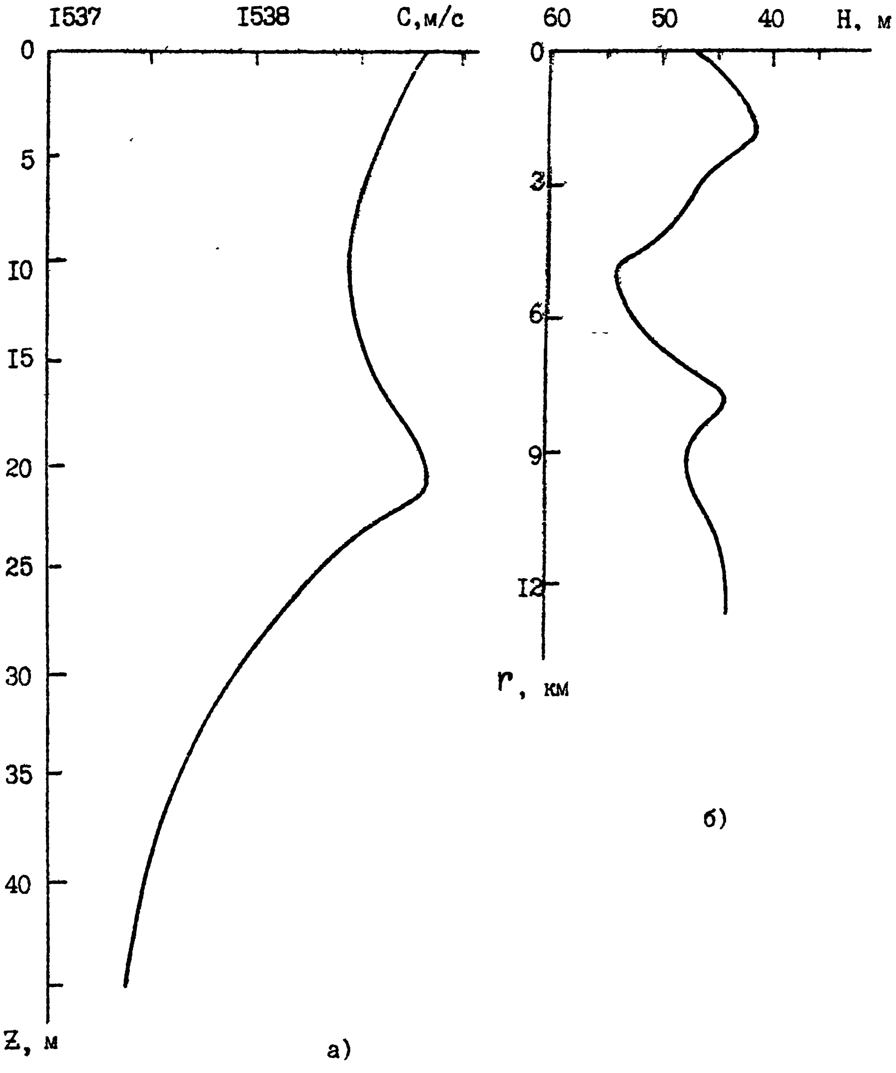
Используя (9), из (6), (7) легко получаем выражения (I) и (2) соответственно.

При маломодовом режиме распространения звука даже в однородных по трассе океанических волноводах величина β зависит, как следует из (7), от частоты и номера моды. Поскольку же в акустических волноводах могут пересекаться лишь частотные зависимости групповых скоростей мод, то на определенных частотах $\omega_s = 2\pi f_s(\ell, m)$ возможно появление особенностей $\beta^{-1}(\omega_s) = 0$ интерференционной структуры поля (см.(7)) во всей области расстояний, где существенен вклад мод с номерами ℓ и m. В неоднородных по трассе океанических волноводах величина β будет также зависеть от расстояния r (см.(5), (6)), что приведет к смещению положений частот $\omega_s(\ell, m)$ по определенным траекториям на плоскости $\omega - r$. Зависимости $\omega_s(r)$ при заданных ℓ и m удобно использовать для определения, например, изменчивости акустических характеристик дна по трассе движения источника широкополосных сигналов. Естественно, что все отмеченные выше особенности в поведении интерференционной структуры поля широкополосного звука будут заметно проявляться в мелком море и в низкочастотном диапазоне.

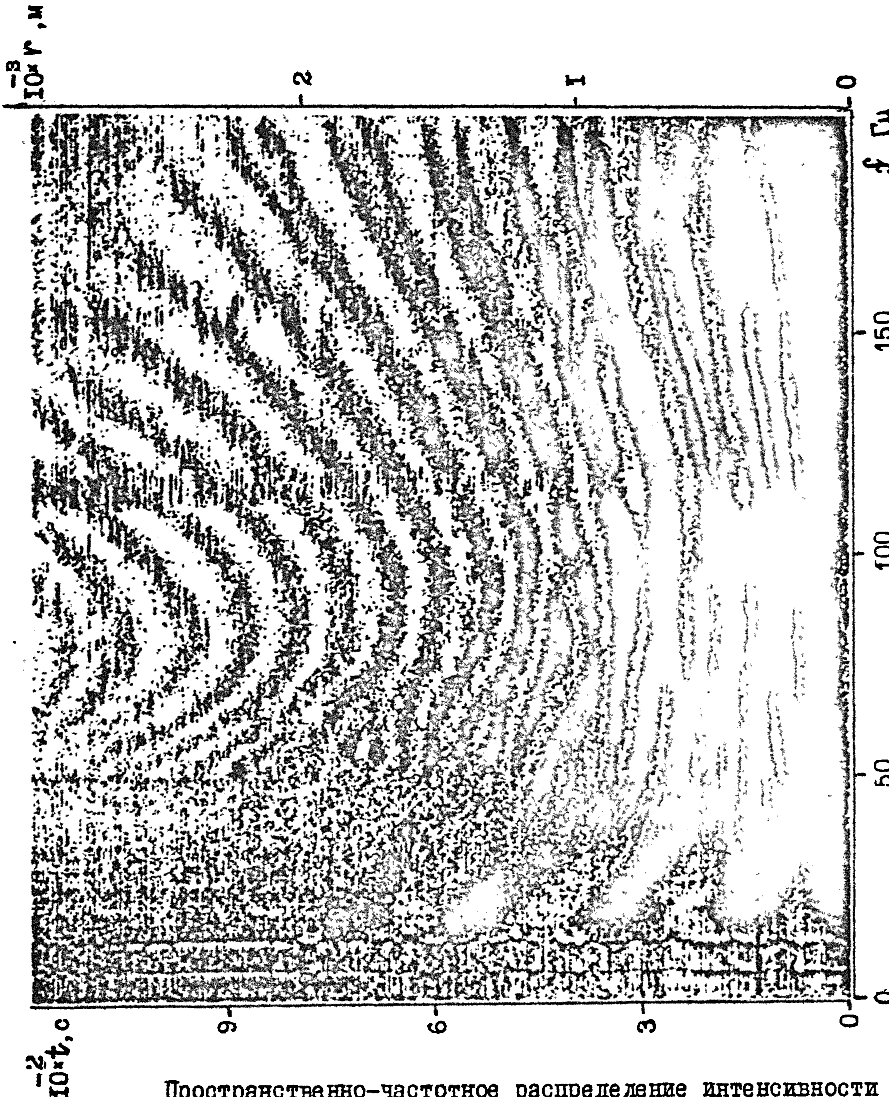
Обратимся сначала к результатам экспериментальных исследований, выполненных в мелководном районе Мирового океана (см.рис.I), где в качестве источника широкополосных сигналов использовался шум корабля, удалявшегося со скоростью $v = 2 \div 2{,}5$ м/с от автономной гидроакустической донной станции, приемный гидрофон которой располагался на высоте $h \approx 6$ м от дна. Запись сигнала давления $p(t)$ во времени t осуществлялась на магнитофон с динамическим диапазоном 35 дБ. Результатом обработки являлась отнормированная зависимость интенсивности звука $J_0(f, t) = \left[(t+t_0)/T^2\right] \left| \int_t^{t+T} p(t) \cdot \exp(2\pi i f t) dt \right|^2$ от частоты и текущего времени, которая в плотностной записи представлена на рис.2; здесь Т = 2 с – время накопления, $t_0 = x_0 / v$, $x_0 \approx 5 \cdot 10^2 \div 10^3$ м – минимальное расстояние на траверсе между корреспондирующими точками. Поведение линий $t_{\ell m}(f)$ ($r_{m\ell}(f)$) экстремальных значений $J_0(f, t)$ на плоскости (f – t) (см.рис.2) существенно отличается от описанного в /I, 2, 6, I5–I8/ и экспериментально установленного в /2, 6, I9/ для условий мелкого моря. А, именно, во-первых, значения тангенса угла наклона этих линий $\alpha = \beta^{-1}$ (по отношению к оси частот) изменяются от отрицательных при $f <$ 80 Гц до положительных при $f >$ 80 Гц так, что α (f = 80 Гц) = 0; во-вторых, во временной области $t < 6 \cdot 10^2$ с у интерференционных линий начальных номеров в диапазоне частот $f >$ 125 Гц наблюдается вновь заметное уменьшение их угла наклона $\alpha \to 0$.

Следует также обратить внимание и на ряд других, представляющих для дальнейшего анализа интерес, закономерностей. Во-первых,во временной области $t < 5 \cdot 10^2$ с, т.е. на близких расстояниях, наблюдается довольно сложная интерференционная структура поля, характеризующаяся пересекающимися линиями $t_{\ell m}(f)$, которые создают видимость ее нерегулярности; однако при $t > 6 \cdot 10^2$ с интерференционная структура поля существенно упрощается и становится регулярной, по-видимому, вследствие затухания определенного количества мод(см. рис.2). Во-вторых, заметно выделяются критические частоты мод $f_1 \approx$ $\approx$ 14,5 Гц, $f_2 \approx$ 35 Гц, f_3 = 50 Гц, ниже которых отсутствуют определенные интерференционные линии; причем в области $f < f_1$ интерференционная структура поля отсутствует, что указывает на существование при $f < f_1$ лишь одной нулевой моды критической частоты f_0.

Остановимся теперь на объяснении наблюдающихся в эксперименте закономерностей в поведении $J(f, t)$, не претендуя в то же время на полное количественное описание всех деталей интерференционной структуры поля. Естественно, что для этого понадобятся сведе-



Р и с. I Зависимости скорости звука $C(z)$ от глубины z – (а) и толщины $H(r)$ водного слоя от расстояния r –(б) в первом районе проведения экспериментальных исследований



Р и с. 2 Пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука, представленное в плотностной записи на плоскости частота – расстояние ($f - r$); $T = 2$ с, $z_s = 3$ м, $z_r = 39$ м.

ния о структуре дна океана, которые в данном случае оказались весьма скудными. Известно лишь, что в исследуемом районе присутствует, как правило, тонкий (менее 10 метров) осадочный слой алевритовой глины с плотностью $\rho_\ell \approx (1,6 \div 1,9)\ 10^3$ кг/м^3, значения скоростей продольных и сдвиговых волн в котором составляют соответственно $c_\ell = (1,7 \div 1,9)\ 10^3$ м/с и $c_t = (6 \div 10)\ 10^3$ м/с; ниже расположены коренные породы типа сланцевой глины, в которых $\rho_\ell = (2 \div 3,2)\ 10^3$ кг/м^3, $c_\ell = (2,7 \div 4,8)\ 10^3$ м/с, $c_t = (1,5 \div 2,4)\ 10^3$ м/с (см.таблицу в /20/).

Нетрудно убедиться в том, что простейшая модель волновода в виде изоскоростного водного слоя глубины H и однородного жидкого дна, скорости звука в которых c и c_2 соответственно, не позволяет даже качественно описать наблюдающиеся закономерности (см. рис. 2). Действительно, поскольку критические частоты мод в таком волноводе определяется из выражений

$$f_\ell = f_{0\ell} \Big/ \sqrt{1-\left(\frac{c}{c_2}\right)^2}, \qquad f_{0\ell} = \frac{c}{4H}(2\ell-1),$$

то при c = 1538 м/с и H = 45 м находим значения f_{01} = 8,54Гц, f_{02} = = 25,63 Гц, f_{03} = 42,7 Гц, использование которых не позволяет ни при каких величинах отношения c/c_2 получить теоретические значения критических частот f_1, f_2, f_3, одновременно согласующиеся с соответствующими экспериментальными данными, а тем более - объяснить наличие нулевой моды.

Наличие жидкого осадочного слоя толщины h со скоростью звука c_1 и плотностью среды в нем ρ_1 изменит значения критических частот мод, определяемых из следующего уравнения (см./21/):

$$\mathrm{tg}\left[\frac{2\pi f_\ell H}{c}\sqrt{1-\left(\frac{c}{c_2}\right)^2}\right]\mathrm{tg}\left[\frac{2\pi f_\ell h}{c_1}\sqrt{1-\left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2}\right] = \frac{\rho_1}{\rho}\sqrt{\frac{1-(c/c_2)^2}{1-(c_1/c_2)^2}},$$

где ρ - плотность среды в верхнем изоскоростном водном слое. Однако при $h \approx 10$ м и значениях $c_1 \approx (1,7 \div 1,9)\ 10^3$ м/с, ρ_1 = $= (1,6 \div 1,9)\ 10^3$ кг/м^3, $c_2 = (2,7 \div 4,8)\ 10^3$ м/с, выбранных согласно приведенным выше данным для грунта, отличия значений крити -

ческих частот f_1, f_2 и f_3 от соответствующих значений, следующих из модели однородного жидкого дна, составляют менее 10% и, поэтому, модель слоистого жидкого дна также не позволяет объяснить экспериментальные данные для f_1, f_2, f_3.

Другой простейшей моделью дна, которая, в отличие от первых двух, позволяет правильно описать все особенности интерференционной структуры (см.рис.2), является упругое полупространство с эффективными акустическими характеристиками ρ_ℓ, C_t, C_ℓ, выбираемыми из всего указанного диапазона этих параметров. В этом случае дисперсионное уравнение для фазовых скоростей мод имеет следующий вид /22, 23/:

$$\sqrt{v_\ell^2-1}\left[\left(2-b^2v_\ell^2\right)^2-4\sqrt{(1-a^2v_\ell^2)(1-b^2v_\ell^2)}\right]+$$
$$+Rb^4v_\ell^4\sqrt{1-a^2v_\ell^2}\;\mathrm{tg}\left(\frac{2\pi f H}{c}\;\frac{\sqrt{v_\ell^2-1}}{v_\ell}\right)=0\,; \tag{10}$$

где $R=\rho/\rho_\ell$, $a=c/c_\ell$, $b=c/c_t$, $v_\ell=c_{\varphi\ell}/c$. Критические частоты мод с номерами ℓ = 1, 2,... находятся из следующего выражения /22, 23/:

$$f_\ell = \frac{c}{2H}\left[\ell-\frac{1}{\pi}\,\mathrm{arctg}\left(\sqrt{b^{-2}-1}\Big/R\sqrt{1-a^2}\right)\right]\Big/\sqrt{1-b^2}\,. \tag{11}$$

Кроме того известно (см. /23, 24/), что уравнение (10) допускает решение для нулевой - фундаментальной моды v_0, критическая частота которой f_0 = 0. На низких частотах $Hf/c \ll 1$ фазовая скорость этой моды стремится к скорости волны Релея C_R в упругом полупространстве ($C_{\varphi 0}(f=0) = C_R$ /23/), т.к. из (10) при $Hf/c \to 0$ находим уравнение Релея (см. /7, 23/):

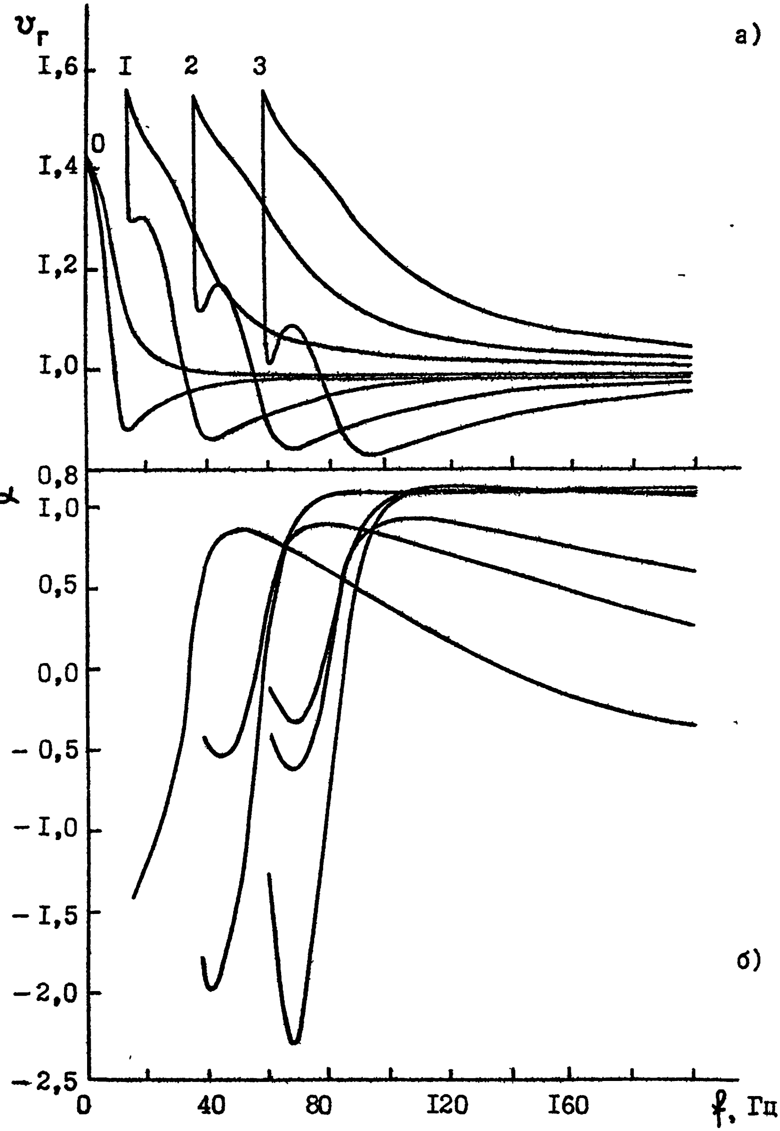
$$\left(2-b^2v_0^2\right)^2-4\sqrt{(1-a^2v_0^2)(1-b^2v_0^2)}=0\,; \tag{12}$$

на высоких же частотах $Hf/c \to \infty$ фазовая скорость этой моды стремится к скорости волны Стоунли (Шолтэ) $c_s < c$ на границе раздела жидкого и твердого полупространств $c_{\phi 0}(f \to \infty) \to c_s$, а не к скорости звука c в водном слое (как это отмечалось в/24/), т.к. при $v_0 < 1$ и $fH/c \to \infty$ из (10) получаем уравнение Стоунли /7/:

$$\sqrt{1-v_0^2}\left[(2-b^2v_0^2)^2-4\sqrt{(1-a^2v_0^2)(1-b^2v_0^2)}\right]+$$
$$+Rb^4v_0^4\sqrt{1-a^2v_0^2}=0. \qquad (13)$$

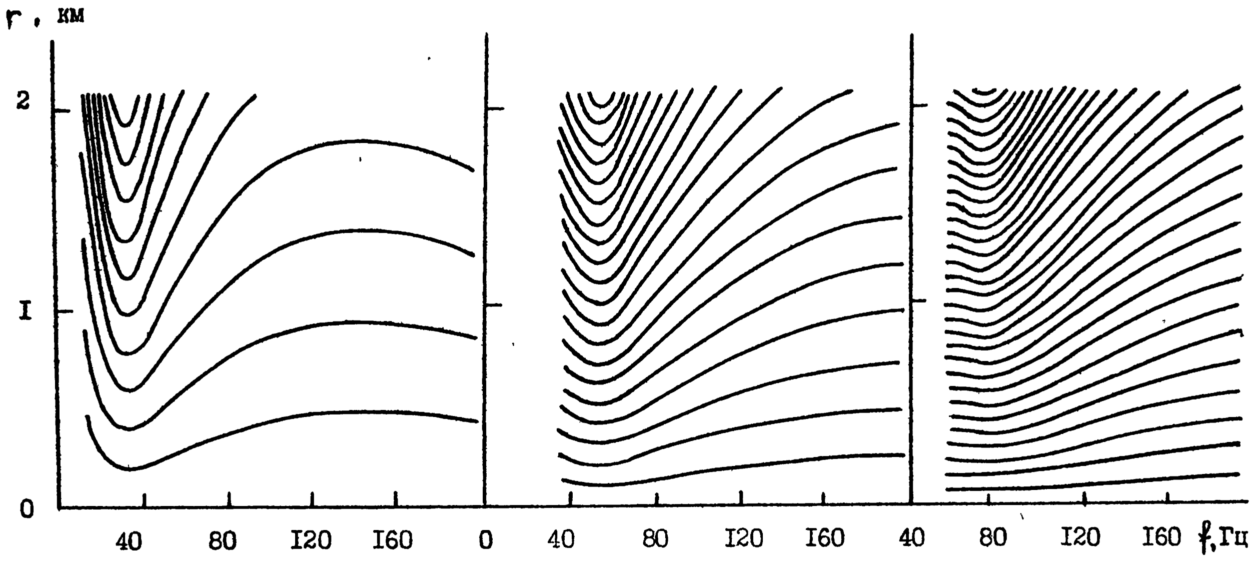
Здесь отметим, что исследованная в /25/ нулевая комплексная мода (соответствующее решение уравнения (10)) есть не что иное, как вытекающая волна Релея, поскольку подобное решение следует из уравнения, аналогичного (13) при формальном предположении $v_0 > 1$ (см. /7/), и, которое лишь видоизменяется при замене жидкого полупространства слоем. Нулевая комплексная мода становится поверхностной волной при $c_t < c$ /23/, вытекающей же становится волна Стоунли (см.(13)), а следовательно и соответствующее ей решение уравнения (10) является комплексным (см.ниже п.3). Одновременно непереизлучающие в определенном диапазоне частот поверхностные волны Релея и Стоунли распространяются лишь вдоль границы раздела Земля - Атмосфера /26/.

Необходимые для дальнейшего анализа значения эффективных параметров $c_\ell = 4\cdot 10^3$ м/с, $c_t = 2,4\ 10^3$ м/с и $\rho_\ell = 3\ 10^3$ кг/м^3 выбирались при $c = 1538$ м/с и $\rho = 10^3$ кг/м^3 из условия наилучшего совпадения получаемых из (11) теоретических значений критических частот $f_1 = 14$ Гц, $f_2 = 35$ Гц и $f_3 = 57$ Гц с соответствующими экспериментальными $f_1 = 14,5$ Гц, $f_2 = 35$ Гц и $f_3 = 50$ Гц. Отметим, что столь значительные величины акустических параметров дна присущи тем мелководным районам Мирового океана, в которых наблюдается выход коренных пород, вследствие чего осадочный слой практически отсутствует (см., например, /27/). Из приведенных на рис.3 результатов расчета фазовых $c_{\phi\ell}(f)$ и групповых $c_{r\ell}(f)$ скоростей, а также тангенса угла наклона $\alpha(f) = \beta^{-1}(f)$ экст -

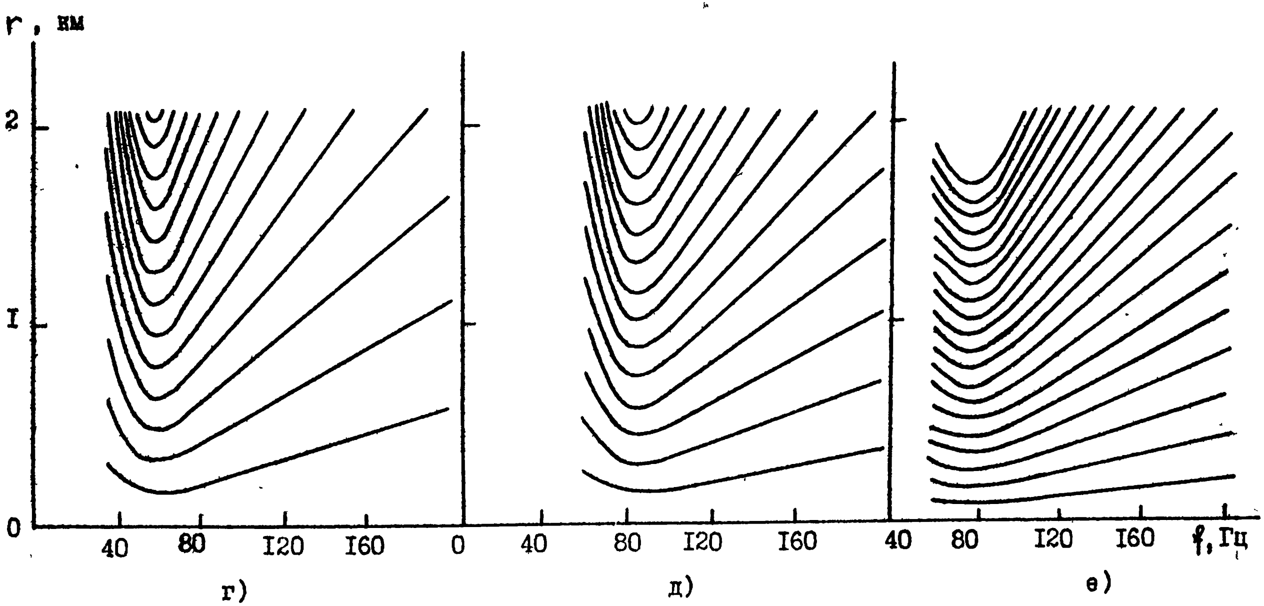


Р и с. 3 Теоретические зависимости от частоты f фазовых $v_ф = C_{фℓ}/C$ и групповых $v_г = C_{гℓ}/C$ скоростей мод с номерами $\ell = 0, I, 2, 3$ – (а), а также тангенса угла наклона $\alpha(f) = \beta^{-1}(f)$ соответствующих этим модам интерференционных линий – (б) ремальных линий для четырех мод $l = 0, 1, 2, 3$ при найденных значениях параметров c_l, c_t и ρ_l следует, что должны наблюдаться: во-первых, особенности $\alpha(f) = \beta^{-1}(f) = \theta$ в диапазонах частот $f_s = 32$ Гц, $f_s = 55 \div 60$ Гц и $f_s = 78 \div 83$ Гц, в которых имеют место пересечения частотных зависимостей групповых скоростей соответствующих мод; во-вторых, интерференционные линии в основном с отрицательными наклонами $\alpha(f) < 0$ при $f < 80$ Гц, а – с положительными при $f > 80$ Гц, причем некоторые из них с уменьшающимися значениями $\alpha(f)$ с ростом частоты, обусловлены интерференцией мод $l = 1, 2, 3$ с нулевой модой $l = 0$. Нетрудно также убедиться, что существование различных асимптотик для групповых скоростей мод $v_{r0} \to c_s$ и $v_{rl} \to c$ ($l \geq 1$) при $fH/c \to \infty$ приводит к двухкратному пересечению зависимостей $c_{r0}(f)$ с $c_{rl}(f)$ ($l \geq 1$) и, тем самым, к увеличению особенностей $\beta(f)$ (см.рис. 3).

Сказанное хорошо иллюстрируют приведенные на рис.4 интерференционные линии, рассчитанные в рамках используемой модели волновода по формуле (8) и качественно согласующиеся с экспериментальными данными (см.рис.2). Естественно, что для получения полной интерференционной структуры поля, аналогичной экспериментальной (см.рис.2), необходимо построить все интерференционные линии (см. рис.4) на одной плоскости $f - r$ с учетом амплитуд, фаз и затухания соответствующих им мод, однако здесь это не делается в связи со сложным количественным учетом последнего фактора. По-видимому, именно сложная частотная зависимость затухания, вследствие рассеяния энергии волн на неоднородностях подводного грунта и неровностях рельефа дна, и в первую очередь фундаментальной моды (см./28, 29/), приводит к тому, что: во-первых, предсказываемые теорией особенности $\beta(f)$ на частотах $f_s \approx 32$ Гц, $f_s \approx 60$ Гц, и $f_s = 136$ Гц не просматриваются на экспериментальных зависимостях $J(f, t)$ вследствие повышенного затухания звука в диапазонах частот $f < 60$ Гц и $f > 120$ Гц (см.рис.2); во-вторых, в эксперименте интерференционная структура поля становится регулярной при $t > 6 \cdot 10^2$ с, поскольку характеризуется на плоскости $f - t$ интерференционными линиями, обусловленными биениями пары мод $l = 2$ и



а)   б)   в)



Р и с. 4. Интерференционные линии, рассчитанные с использованием теоретических зависимостей от частоты фазовых и групповых скоростей мод и характеризующие поведение максимальных значений интенсивности широкополосного звука на плоскости частота – расстояние ($f - r$):

а) l = 0,I, б) l = 0,2, в) l = 0,3,
г) l = I,2, д) l = 2,3, е) l = I,3.

$\ell = 3$. Поэтому кажущаяся нерегулярность интерференционной структуры поля, приведенной на рис.2 при $t < 6 \cdot 10^2$ с, а также в /19/ для определенного диапазона частот и области расстояний обусловлена существованием на начальном этапе распространения определенного значительного числа мод, соответствующие интерференционные линии для которых пересекаются, уменьшающегося с ростом расстояния между корреспондирующими точками из-за затухания; следствием этого является изменяющаяся структура интерференционных линий на малых расстояниях.

Таким образом, выполненные исследования пространственно-частотного распределения интенсивности широкополосного звука в мелком море показали, что в поведении линий экстремальных значений этой величины на плоскости частота - дистанция наблюдаются особенности, проявляющиеся в смене знака тангенса угла наклона линий на частотах, соответствующих пересечениям частотных зависимостей групповых скоростей мод; причем обнаружено, что существенный вклад в отмеченный эффект вносят сейсмические волны.

3. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

С использованием широкополосных импульсных сигналов исследования интерференционных эффектов в океанических волноводах можно проводить двояким образом: во-первых, на основе изучения получаемой при "скользящем" спектральном анализе импульсного сигнала давления частотной зависимости времени его распространения $t(f)$, позволяющего получать информацию о дисперсионных характеристиках среды, т.е. о модовом составе сигнала и частотной зависимости групповых скоростей мод (см./30-35/); во-вторых, как и для непрерывного широкополосного звука (см.п.2), с применением интерференционного метода, когда спектры широкополосных импульсных сигналов, периодически излучаемых по трассе движения источника через определенный временной интервал, превышающий максимальное время звучания импульса в исследуемой области расстояний, отображаются на плоскости частота - дистанция с целью получения структуры интерферен -

ционных линий (см./I9, 36/).

Воспользуемся сначала первым методом, поскольку в том же районе, где проводились экспериментальные исследования с непрерывным источником широкополосного звука (см.рис.I, 2), было произведено излучение импульсных сигналов всего лишь на трех различных расстояниях от приемной системы (см.ниже), причем начнем с теоретического анализа процедуры получения зависимостей $t(f)$.

Для получения зависимости $t(f)$ используется "скользящий" спектральный анализ

$$S(t,\omega,T)=\left|\int\limits_{t-T/2}^{t+T/2} p(t)\, e^{i\omega t}\, dt\right|^2 \tag{I4}$$

временной зависимости давления в импульсном сигнале, которая в приближении нормальных волн (мод) представляется в следующем виде/37/:

$$p(t)=\frac{1}{\sqrt{r}}\int\limits_0^\infty \sum_{\ell=0}^{L(\omega)} S_0(\omega) A_\ell\left[z_s, z_r, \xi_\ell(r)\right] e^{i\left[\int\limits_0^r \xi_\ell(r)dr-\omega t\right]} d\omega + \text{к.с.} \tag{I5}$$

Выполняя элементарное интегрирование в (I4), с использованием (I5) получаем

$$S(t,\omega,T)=\left|\frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{r}}\int\limits_0^\infty S_0(\omega') \sum_{\ell=0}^{L(\omega')} A_\ell\left[z_s, z_r, \xi'_\ell(r)\right] \times \right. \tag{I6}$$

$$\left. \times \frac{\sin\left[\frac{T}{2}(\omega'-\omega)\right]}{\omega'-\omega} \exp\left\{-i\left[\omega' t-\int\limits_0^r \xi'_\ell(r)dr\right]\right\} d\omega' + \text{к.с.}\right|^2,$$

где $\xi'_\ell(r)$ – плавно меняющееся с расстоянием волновое число соответствующей моды, зависящее и от ω'. Интегрирование в (I6) по ω' можно выполнить приближенно, используя метод стационарной фазы

/7, 33, 37/. Точки стационарной фазы $\omega_{q\ell}$ ($q = [I, Q]$) для каждой моды найдутся из уравнения

$$c_{r\ell}(r) = r/t ,$$

$$c_{r\ell}(r) = \frac{d\omega}{d\bar{\xi}_\ell(r)}, \qquad \bar{\xi}_\ell(r) = \frac{1}{r}\int_0^r \xi'_\ell(r)\,dr .$$

При этом, для правильной оценки интеграла в (I6) необходимо, чтобы функция $S_0(\omega')A_\ell[z_s, z_r, \xi'_\ell(r)]$ достаточно плавно изменялась в области частот $\Delta\omega' = \omega' - \omega_{q\ell} > \sigma_\ell = \left(\frac{r}{2}\left|\frac{d^2\bar{\xi}_\ell}{d\omega'^2}\right|_{\omega_{q\ell}}\right)^{-1/2}$. Наличие в подынтегральной функции сомножителя $\sin[(T/2)(\omega' - \omega)]/(\omega' - \omega)$ также накладывает дополнительные ограничения, однако если интересоваться областью частот $\Delta\omega = \omega - \omega_{q\ell} < 2\pi/T$, то правильность оценки интеграла (I6) методом стационарной фазы будет обеспечена для $\Delta\omega' > 2\pi/T > (1+e^{-1})\sigma_\ell$ при условии, что ширина функции $\sin[\frac{T}{2}(\omega'-\omega)]/[\frac{T}{2}(\omega'-\omega)]$ определяется по уровню e^{-1}. С учетом отмеченных ограничений из (I6) находим

$$S(t,\omega,T) = \left|\sum_{\ell=0}^{L(\frac{2\pi}{T}+\omega_*)} S_\ell(t,\omega,T)\right|^2 , \tag{I7}$$

$$S_\ell(t,\omega,T) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{r}}\sum_{q=1}^{Q}\sigma_\ell(\omega_{q\ell})S_0(\omega_{q\ell})A_\ell[z_s, z_r, \xi_\ell(r,\omega_{q\ell})] \times$$

$$\times \frac{\sin\left[\frac{T}{2}(\omega-\omega_{q\ell})\right]}{\omega-\omega_{q\ell}} \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\,\mathrm{sgn}\left\{\frac{d^2\bar{\xi}_\ell}{d\omega^2}\right\}\right)\exp\left\{i\left[\bar{\xi}_\ell(r,\omega_{q\ell})r - \right.\right.$$

$$\left.\left. - (\omega_{q\ell} - \omega)t\right]\right\} + \text{к.с.} ,$$

где ω_* - максимальное значение из всех имеющих место значений

$\omega_{q\ell}$, для которых выполняется условие $\omega - \omega_{q\ell} < 2\pi/T$.

Таким образом, из (I7), (I8) следует, что на плоскости $\omega - t$ можно построить ряд кривых $t(\omega) = r/c_{r\ell}(r,\omega)(\ell = [0, L])$ с соответствующими изменениями величин $S_\ell(t,\omega,T)$ вдоль них.

Вблизи частот $\omega = \Omega_{p\ell}$ $(p = [I, P])$, где групповые скорости мод достигают экстремальных значений $d^2\bar{\xi}_\ell/d\omega^2|_{\omega=\Omega_{p\ell}} = 0$ (минимальных при $d^3\bar{\xi}_\ell/d\omega^3|_{\omega=\Omega_{p\ell}} < 0$ и максимальных при $d^3\bar{\xi}_\ell/d\omega^3|_{\omega=\Omega_{p\ell}} > 0$), из (I6), используя разложение в показателе экспоненты по степеням $\omega - \Omega_{p\ell}$ с точностью до членов третьего порядка малости (см./7/), получим для $S(t,\omega,T)$ аналогичное (I7) выражение, в котором $S_\ell(t,\omega,T)$ имеет следующий вид:

$$S_\ell(t,\omega,T) = 2\sqrt{\frac{\pi}{r}}\sum_{p=1}^{P} S_0(\Omega_{p\ell})A_\ell\left[z_s, z_r, \xi_\ell(r,\Omega_{p\ell})\right]\times \tag{I9}$$

$$\times\frac{\sin\left[\frac{T}{2}(\omega-\Omega_{p\ell})\right]}{\omega-\Omega_{p\ell}}\ \frac{v(y_{p\ell})\cos\left[\bar{\xi}_\ell(r,\Omega_{p\ell})r-(\Omega_{p\ell}-\omega)t+\varphi(\Omega_{p\ell})\right]}{\left[-\frac{r}{2}\left(\frac{d^3\bar{\xi}_\ell}{d\omega^3}\right)\Big|_{\omega=\Omega_{p\ell}}\right]^{1/3}},$$

где $v(y_{p\ell})$ - функция Эйри (см./7/), $y_{p\ell} = \left[t - r/c_{r\ell}(r,\Omega_{p\ell})\right]\times\left[-\frac{r}{2}\left(\frac{d^3\bar{\xi}_\ell}{d\omega^3}\right)\Big|_{\omega=\Omega_{p\ell}}\right]^{-1/3}$, $\varphi(\Omega_{p\ell}) = \mathrm{arctg}\left[\mathrm{Im}\{S_0(\Omega_{p\ell})\}/\mathrm{Re}\{S_0(\Omega_{p\ell})\}\right]$.

Остановимся кратко на некоторых качественных отличиях в поведении спектральных амплитуд соответствующих мод $S_\ell(t,\omega,T)$, описываемых выражениями (I8) и (I9), для однородных по трассе волноводов. Из (I8) следует, что время звучания импульса моды номера ℓ $(\omega \approx \omega_{q\ell}(t))$ увеличивается пропорционально расстоянию $t_\ell = r/c_{r\ell}(\omega_{q\ell})$, а его амплитуда спадает обратно пропорционально расстоянию $\max\{|S_\ell(t,\omega,T)|\} \sim r^{-1}$. В (I9), поскольку $\Omega_{p\ell}$ не зависит от r и t, изменения времени звучания и амплитуды импульса соответствующей моды $(\omega \approx \Omega_{p\ell})$ целиком определяются поведением функции Эйри, которая, как известно (см./7/), является осциллирующей при $y_{p\ell} < 0$ и экспоненциально спадающей при $y_{p\ell} > 0$, причем ее максимальное значение $max\{v(y_{p\ell})\} = 0{,}95$ имеет место при $y_{p\ell} = -1{,}02$. Поэтому из (I9) следует, что вблизи экстремальных для $C_{r\ell}$ значений спектральная амплитуда импульса моды спадает с расстоянием чуть медленнее $max\{|S_\ell(t, \Omega_{p\ell}, T)|\} \backsim r^{-5/6}$, а соответствующая временная область ($|y_{p\ell}| \lessapprox 1$) повышенных значений $S_\ell(t, \Omega_{p\ell}, T)$ расширяется существенно медленее (чем в первом случае (см. (I8)):

$$\left| t - \frac{r}{C_{r\ell}(\Omega_{p\ell})} \right| \lessapprox \left| \frac{1}{2} \left(\frac{d^3 \xi_\ell}{d\omega^3} \right) \right|_{\omega = \Omega_{p\ell}} \Bigg| r^{1/3}.$$

Как уже отмечалось выше, выражения (I8) и (I9) получены при условиях $\omega - \omega_{q\ell} < 2\pi/T$ и $\omega - \Omega_{p\ell} < 2\pi/T$ соответственно. Поэтому с уменьшением T они будут давать более точную оценку интеграла (I6), кроме того, будет улучшаться разрешение по t мод с номерами ℓ и m, разность времен распространения которых удовлетворяет условию $r(C_{r\ell}^{-1} - C_{rm}^{-1}) > T$. Однако одновременно с этим будет ухудшаться разрешение мод по частоте ($\Delta f \lessapprox \frac{1}{T}$) и уменьшаться соответствующие им спектральные амплитуды $S_\ell(t, \omega, T)$, что, в конечном счете, затруднит идентификацию мод на плоскости $\omega - t$, хотя общая тенденция в поведении $t(\omega)$ может и просматриваться (см./I/). С увеличением T разрешение мод по частоте будет повышаться, однако их идентификация на плоскости $\omega - t$ будет затрудняться вследствие уменьшения разрешения по t.

При больших T, когда величина интеграла в (I6) определяется в основном поведением функции $\sin\left[\frac{T}{2}(\omega' - \omega)\right] / (\omega' - \omega)$, раскладывая показатель экспоненты по степеням $\omega' - \omega$ и проводя интегрирование аналогично (I8) и (I9), получаем для $S_\ell(t, \omega, T)$ следующие выражения:

$$S_\ell(t,\omega,T) = S_0(\omega) A_\ell[z_s, z_r, \xi_\ell] \frac{e^{i\xi_\ell r}}{\sqrt{r}} B_\ell(t,\omega,r) + \text{к.с.}, \qquad (20)$$

$$B_\ell(t,\omega,T)=\begin{cases} \frac{\pi}{2\sqrt{2}}\, e^{i\frac{\pi}{4}s}\left[F(\eta_1)-F(\eta_2)\right]+\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left[\int\limits_0^{\eta_2} e^{-isx^2} F(\eta_0+x)\,dx-\right. \\ \left. -\int\limits_0^{\eta_1} e^{-isx^2} F^*(\eta_0+x)\,dx\right], \quad \frac{d^2\xi_\ell}{d\omega^2}\neq 0 \\ \pi\left[V(\zeta_1)-V(\zeta_2)\right], \quad \frac{d^2\xi_\ell}{d\omega^2}=0, \quad \zeta_0<<-1, \end{cases} \tag{21}$$

где $F(\eta)=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int\limits_0^{\eta} e^{-isx^2}\,dx$ – интеграл Френеля (см./7/),

$$S=\mathrm{sgn}\left\{d^2\xi_\ell/d\omega^2\right\}, \quad \eta_1=(r/c_{r\ell}-t+\tfrac{T}{2})\Big/\sqrt{2\left|\frac{d^2\xi_\ell}{d\omega^2}\right| r},$$

$$\eta_2=\eta_1-T\Big/\sqrt{2\left|\frac{d^2\xi_\ell}{d\omega^2}\right| r}, \quad \eta_0=-\omega\sqrt{\frac{r}{2}\left|\frac{d^2\xi_\ell}{d\omega^2}\right|};$$

$$V(\zeta)=\int\limits_0^{\zeta} v(x)\,dx, \quad \zeta_1=(r/c_{r\ell}-t+\tfrac{T}{2})\Big/\left(\frac{r}{2}\,\frac{d^3\xi_\ell}{d\omega^3}\right)^{1/3},$$

$$\zeta_2=\zeta_1-T\Big/\left(\frac{r}{2}\,\frac{d^3\xi_\ell}{d\omega^3}\right)^{1/3}, \quad \zeta_0=-\omega\left(\frac{r}{2}\,\frac{d^3\xi_\ell}{d\omega^3}\right)^{1/3}$$

Используя асимптотические представления $F(\eta)$ и $V(\zeta)$, из (21) нетрудно получить соответствующие выражения в элементарных функциях при $\eta_2 << 1$ ($\zeta_2 << 1$) и $\eta_2 >> 1$ ($\zeta_2 >> 1$):

$$B_\ell(t,\omega,r)=\begin{cases} \frac{\pi}{\sqrt{2}}\, e^{is\frac{\pi}{4}}\left[\eta_1-\eta_2+\frac{\pi}{6}(\eta_1^3-\eta_2^3)\right], \quad \eta_0<<1, \ \eta_2<<1, \\ \frac{e^{-is\frac{\pi}{2}}}{\pi}\left(\frac{e^{-is\frac{\pi}{2}\eta_2^2}}{\eta_2}-\frac{e^{-is\frac{\pi}{2}\eta_1^2}}{\eta_1}\right), \quad |\eta_0|>>\eta_2, \ \eta_2>>1, \\ \frac{e^{-is\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{2\pi}\,(\pi-2)}\left[\frac{e^{-is(\frac{\pi}{2}-1)\eta_1^2}}{\eta_1^2}-\frac{e^{-is(\frac{\pi}{2}-1)\eta_2^2}}{\eta_2^2}\right], \quad |\eta_0|<<\eta_2, \ \eta_2>>1, \end{cases} \tag{22}$$

$$B_\ell(t,\omega,r)=\begin{cases}\dfrac{\pi T}{\left(\dfrac{r}{2}\dfrac{d^3\xi_\ell}{d\omega^3}\right)^{1/3}}\left[a_1-a_2\dfrac{\dfrac{r}{c_{r\ell}}-t}{\left(\dfrac{r}{2}\dfrac{d^3\xi_\ell}{d\omega^3}\right)^{1/3}}\right], \zeta_0<<-1,\ \zeta_2<<1,\\ \dfrac{\sqrt{\pi}}{2}\left(\dfrac{e^{-\frac{2}{3}\zeta_2^{3/2}}}{\zeta_2^{3/4}}-\dfrac{e^{-\frac{2}{3}\zeta_1^{3/2}}}{\zeta_1^{3/4}}\right), \zeta_0<<-1,\ \zeta_2>>1,\end{cases} \tag{23}$$

где $a_1 = 3^{-2/3}/\Gamma(2/3)$ и $a_2 = 3^{-1/3}/\Gamma(1/3)$ константы, определяющиеся значениями функции Эйри и ее производной при нулевом значении аргумента $a_1 = v(x=0)$, $a_2 = -dv/dx|_{x=0}$. Из (20)-(23) следует, что при больших значениях T моды не разделяются по временам распространения.

Проведенный анализ выражений (I7)-(I9) и (20)-(23) позволяет заключить, что разрешение мод на плоскости $\omega - t$, т.е. отделение каждой последующей $\ell+1$ от предыдущей ℓ моды, возможно лишь при выполнении следующих условий:

$$\begin{gathered} r\left|\frac{1}{c_{r\ell}(\omega)}-\frac{1}{c_{r\ell+1}(\omega)}\right|>T, \\ \left|\omega_{g\ell}(t)-\omega_{g\ell+1}(t)\right|>\frac{2\pi}{T}. \end{gathered} \tag{24}$$

Очевидно, что для каждого типа океанического волновода возможен оптимальный выбор значения $T = T_{opt}$, удовлетворяющего условиям (24). Как известно (см./3I-35/), дисперсионные свойства глубоководных океанических волноводов на значительных расстояниях определяются в основном зависимостью скорости звука $c(z)$ от глубины z. Поскольку же время распространения широкополосных импульсных сигналов в таких волноводах увеличивается, как правило (см. / 3I-35/), с ростом частоты, то для оценки T_{opt} можно воспользоваться простейшей моделью приповерхностного звукового канала с линейной зависимостью квадрата показателя преломления $n^2(z) = 1 - az$ (см./35). Тогда, используя выражение для групповой скорости моды, полученное в приближении ВКБ (см./35/), находим выражение

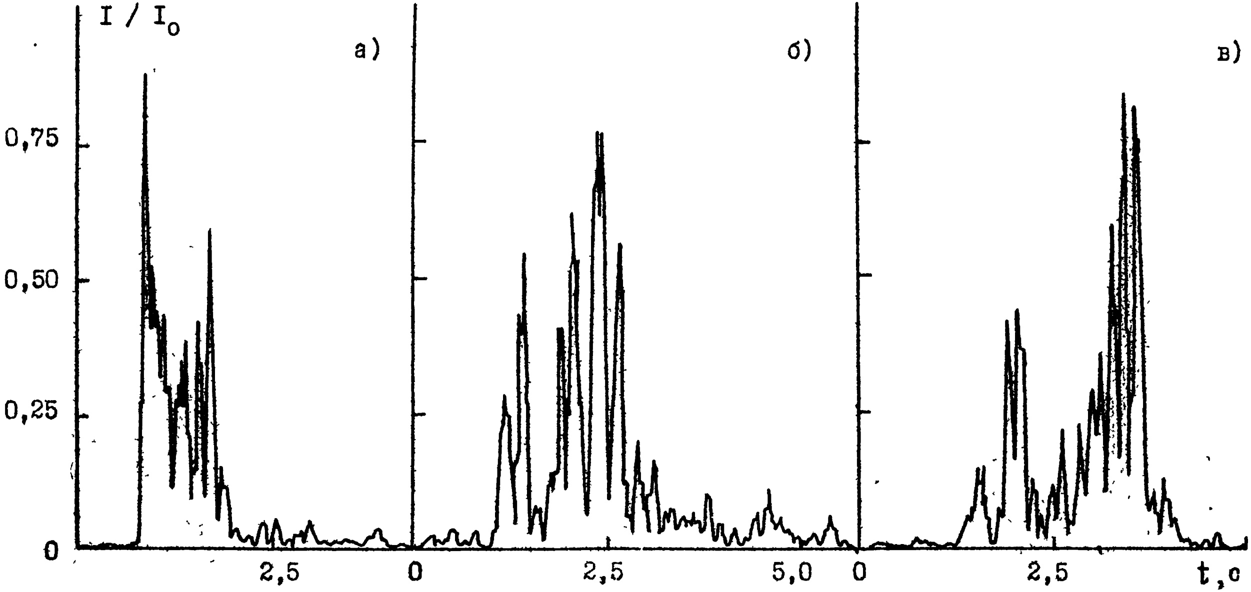
$$T_{opt} \approx \frac{r}{c}\left(\frac{3a\pi c}{\omega}\right)^{2/3} \ell^{-1/3}, \qquad (25)$$

справедливое на частотах вдали от критических $(3\pi a c\ell/\omega)^{2/3} \ll 1$; здесь $c = c(z = 0)$, $\ell \gg 1$. Дисперсионные же свойства в представляющих здесь интерес мелководных океанических волноводах определяются границами раздела сред (см./30, 35/). Время распространения широкополосных импульсных сигналов в мелком море на значительных расстояниях уменьшается, как правило (см./30, 35/), с ростом частоты, лишь на относительно низких и высоких частотах возможно проявление дисперсии, характерной для глубоководных волноводов, что обусловлено влиянием соответственно грунтовых волн (см./21/) и приповерхностного звукового канала (см./30/) на фомирование поля. В данном случае, имея в виду свой для каждого волновода средний диапазон частот, воспользуемся для оценки T_{opt} моделью изоскоростного водного слоя с абсолютно жестким дном (см./35/). В этом приближении на частотах вдали от критических имеем

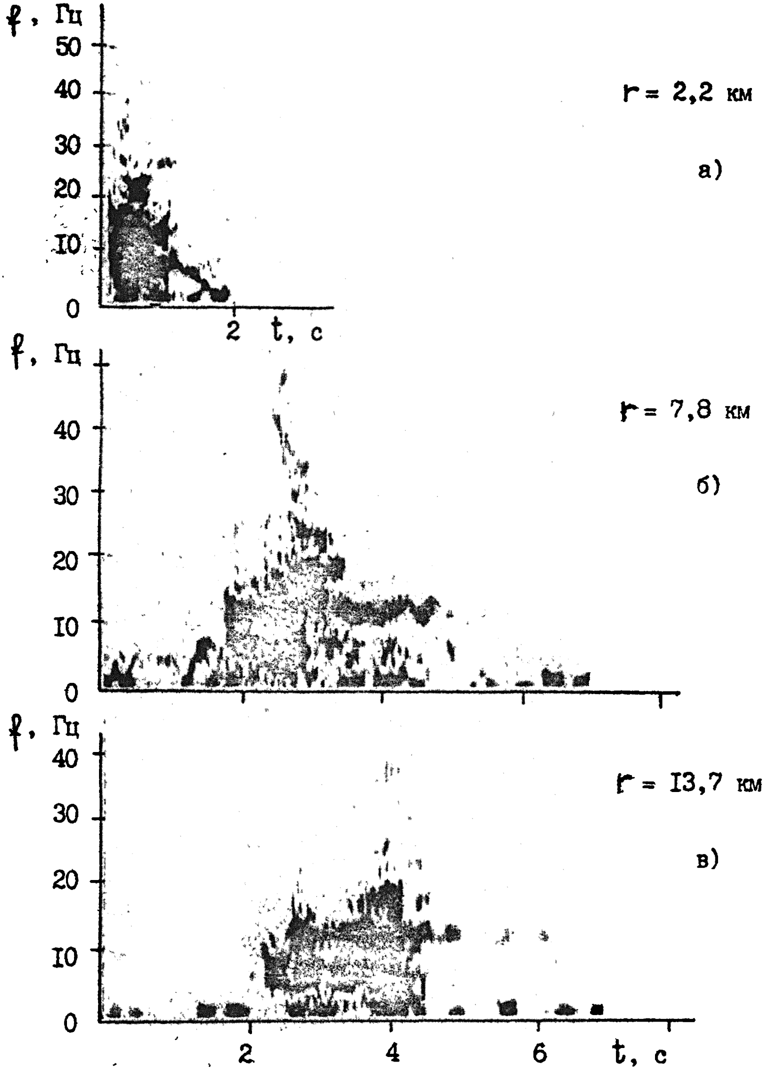
$$T_{opt} \approx \frac{r}{c}\left(\frac{\pi c}{\omega H}\right)^{2} \ell, \qquad (26)$$

где $\pi c(\ell - \frac{1}{2})/\omega H \ll 1$. Из сравнения выражений (25) и (26) следует, что на определенном расстоянии r для разрешения в частотном диапазоне $\omega < \omega_{max}$ всех $L(\omega_{max})$ мод достаточно в обоих типах волноводов выбрать соответствующие минимальные значения T_{opt}: в мелководном $T_{opt} \approx \frac{r}{c}(\pi c/H\omega_{max})^2$, характерное для пары низших мод (см.(26)), в глубоководном $T_{opt} \approx \frac{r}{c}\left(\frac{3\pi a c}{\omega_{max}}\right)^{2/3} \times L^{-1/3}(\omega_{max})$, характерное для пары высших мод (см.(25)). Здесь отметим, что, во-первых, как следует из условий (24), моды не разрешаются лишь на частотах $\omega_{q\ell} = \omega_{qm} = \omega_s$, на которых имеют место пересечения соответствующие им частотные зависимости групповых скоростей $c_{rl}(\omega_s) = c_{rm}(\omega_s)$ ($\beta(\omega_s) = 0$), а не на частотах $\omega = \Omega_{pl}$, как утверждалось в /38/, на которых достигаются экстремальные значения частотных зависимостей групповых скоростей мод $d^2\xi_l/d\omega^2|_{\omega=\Omega_{pl}} = 0$, во-вторых, при получении (24) предполагалась малость длительности τ исходного широкополосного импульсного сигнала по сравнению с длительностью T реализации $p(t)$ при "скользящем" спектральном анализе (I4), поскольку для обычно используемых в исследовательских целях сигналов взрывного типа $\tau < 0{,}1$ с (см./30-35/).

Обратимся теперь к анализу экспериментальных данных, полученных при использовании в качестве источника сигналов взрывного типа пневматической пушки с рабочим объемом $V_0 = 15$ л. Излучение импульсных сигналов в том жей районе (см.рис.I) производилось на глубине $z_s \approx 12$ м и всего лишь на трех определенных расстояниях: $r = 2{,}2$ км, $r = 7{,}8$ км и $r = 13{,}7$ км от автономной сейсмической донной станции, приемное устройство которой располагалось на высоте $h \approx 2$ м от грунта и регистрировало сигналы давления в низкочастотном диапазоне $f < 80$ Гц. Из приведенных на рис.5 зависимостей интегральных уровней сигналов $I(t) = \frac{1}{T} \times \int_t^{t+T} p^2(t)\,dt$, которые являются характерными на малых, средних и больших расстояниях, видны существенные изменения временной формы импульсов давления с ростом расстояния, обусловленные их дисперсионным расплыванием и затуханием при распространении. Анализ соответствующих спектрограмм (см.рис.6) показал следующее. Во-первых, на частотах ниже критической частоты для первой моды $f < 14$ Гц существует сигнал, который можно отождествлять с импульсом фундаментальной моды. Во-вторых, в диапазоне частот $f < 14$ Гц наблюдается наиболее заметное дисперсионное расплывание сигнала, которое объясняется, по-видимому, существенными изменениями групповой скорости фундаментальной моды (до 70%) в диапазоне частот $0 < f \lesssim 16$ Гц, а также заметными изменениями групповой скорости первой моды (до 20%) и значительной разницей (до 90%) в величинах групповых скоростей этих двух мод в достаточно узком диа-



Р и с. 5. Экспериментальные зависимости от времени t интегральных уровней $I(t)$ импульсных сигналов давления, принятых гидрофоном сейсмической автономной донной станции на расстояниях $r = 2{,}2$ км (а), $r = 7{,}8$ км (б), $r = 13{,}7$ км (в); $T = 0{,}09$ с, $z_s = 10\text{–}12$ м, $z_r \approx 43$ м, $I_0 = 5$ $В^2$.

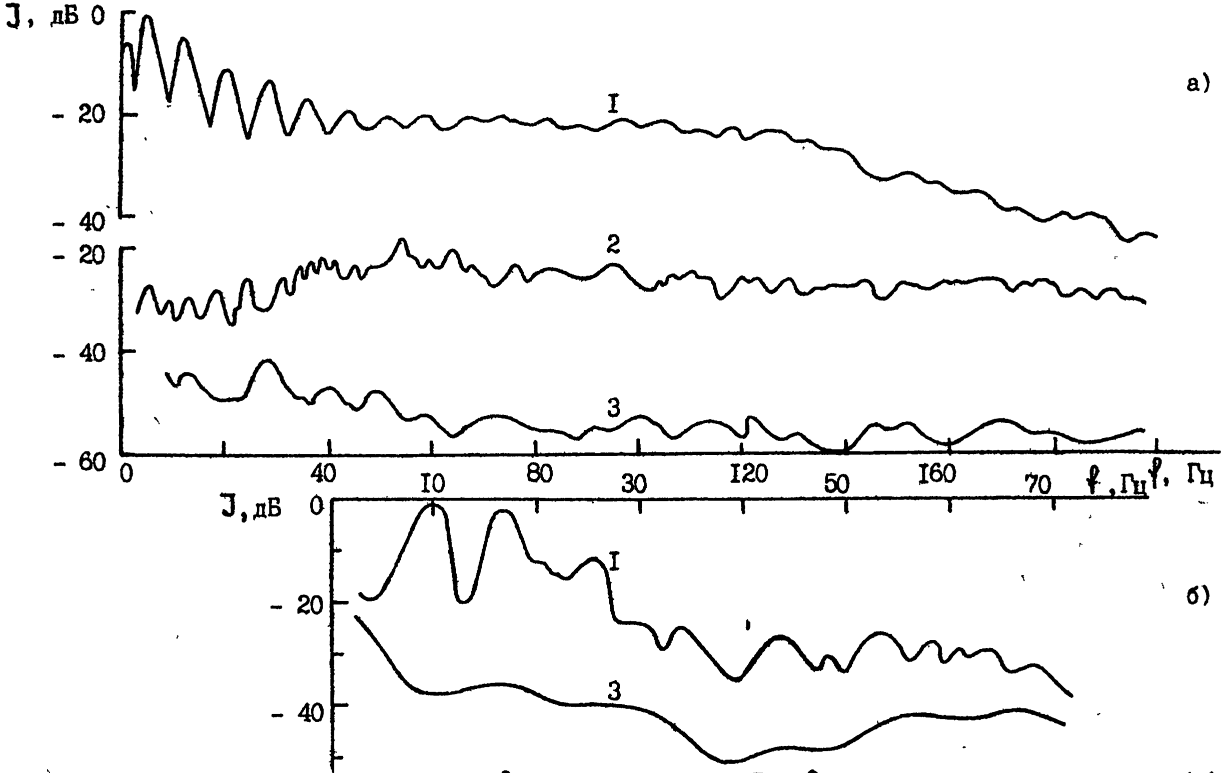


Р и с. 6. Соответствующие приведенным на рис.5 зависимостям I(t) спектрограммы импульсных сигналов давления, представленные на плоскости частота - время звучания (f - t).

пазоне частот 14 Гц $\leq f \leq$ 16 Гц (см.рис.3а). В-третьих, на значительных расстояниях заметно выделяется максимум в $S(t, \omega, T)$ на частотах f = 12-14 Гц (см.рис.6 б,в), существование которого объясняется наличием в этом частотном диапазоне минимумов у частотных зависимостей групповых скоростей фундаментальной и первой моды (см.рис.3а), которым, в свою очередь, соответствует замедленное по сравнению со сферическим законом (см.(18)) спадание $|S_\ell(t, \omega, T)| \sim 1/r^{5/6}$ с расстоянием (19), а т а к ж е особенностями спектрального состава излучения пневматической пушки (см.рис.7). В-четвертых, общий характер дисперсии на значительных расстояниях соответствует грунтовым волнам (см./11/), время распространения которых увеличивается с ростом частоты (см.рис.6б,в) аналогично дисперсии водных волн в подводном звуковом канале (см. /31-36/), поэтому в частотном диапазоне f < 60 Гц следует ожидать отрицательных значений величины $\beta(f)$ (см./1, 2, 15/), которые в действительности и имеют место (см.рис.2, 3). Лишь на близких расстояниях (см.рис.6а), а также - более высоких частотах $f >$ > 20 Гц (см.рис.6б,в) едва просматривается наблюдающаяся обычно в мелком море (см./30, 36/) обратная зависимость времени звучания от частоты.

Заметим, что кажущееся противоречие о существенном вкладе в поле на значительных расстояниях мод более высоких номеров ℓ = 2, 3 в первом случае (см.рис.2) и - низких номеров ℓ = 0,1 во втором (см.рис.6 б,в) объясняется различным спектральным составом излучения в используемых источниках звука (см.рис.7). Действительно, в спектре излучения пневматической пушки преобладает низкочастотный диапазон f < 60 Гц, в котором заметно выделяется частота модуляции $f \approx$ 7,6 Гц, обратно пропорциональная периоду первой пульсации воздушной полости в жидкости, в то время как в спектре излучения непрерывного шумового сигнала преобладает более высокочастотный диапазон $f > 10^2$ Гц.

В связи с последним замечанием представляет интерес также теоретическая оценка амплитуд мод $A_\ell(z_s, z_r, \xi_\ell)$ с номерами ℓ = 0, 1, 2, 3, возбуждаемых в рассматриваемом волноводе (см. рис. 3) при различных условиях излучения и приема широкополосного звука, т.е. при $z_s \approx$ 3 м, z_r = 39 м и z_s = 12 м, z_r = 43 м



Р и с. 7 Зависимости от частоты f интенсивности $J(f, r)$ импульсного сигнала (I) и шума корабля (2) на расстоянии $r \approx 6$ км от гидроакустической автономной донной станции – (а) и импульсного сигнала, принятого с расстояния $r \approx 13,7$ км на сейсмическую автономную донную станцию – (б); кривые 3 на обоих рисунках (а) и (б) отвечают усредненному уровню помех соответственно, которая может быть выполнена с использованием следующего выражения (см./12/):

$$A_\ell(z_s,z_r,\xi_\ell)=\sqrt{\frac{2\pi\upsilon_\ell}{K}}\,D(\upsilon_\ell)\sin\left(\frac{x_\ell z_s}{H}\right)\sin\left(\frac{x_\ell z_r}{H}\right),$$

$$D(\upsilon_\ell)=-R b^4(\kappa H)\upsilon_\ell^3\gamma_2/\gamma_1\cos(x_\ell)\left[E_1(\upsilon_\ell)-E_2(\upsilon_\ell)\right],$$

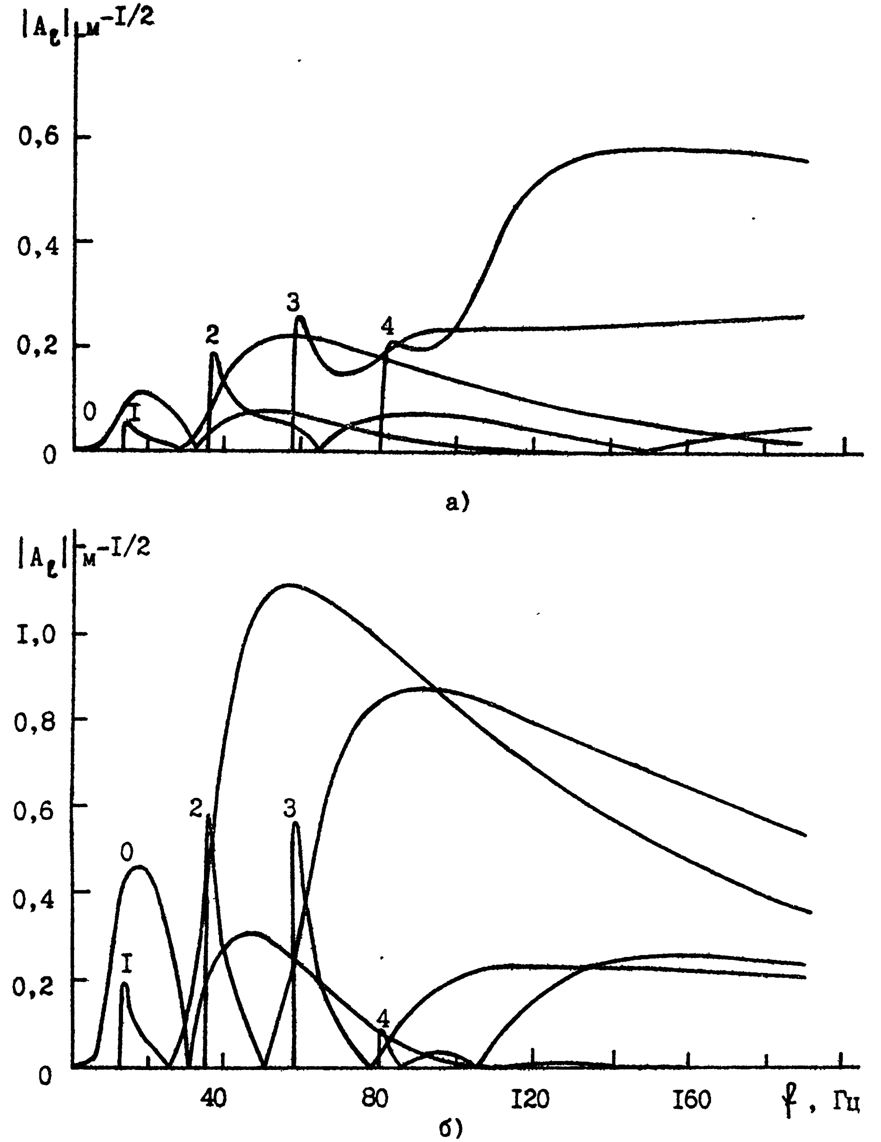
$$E_1(\upsilon_\ell)=R b^4\upsilon_\ell^4\left[\frac{\sin(x_\ell)}{\gamma_1\gamma_2}\left(1+\frac{\gamma_2^2}{\gamma_1^2}\right)-\frac{(\kappa H)\gamma_2}{\upsilon_\ell\gamma_1^2\cos(x_\ell)}\right], \tag{27}$$

$$E_2(\upsilon_\ell)=4\cos(x_\ell)\left[\frac{\gamma_3}{\gamma_2}+\frac{\gamma_2}{\gamma_3}+2\gamma_2\gamma_3-2(2-\upsilon_\ell^2)\right],$$

где $\gamma_1=\sqrt{\upsilon_\ell^2-1}$, $\gamma_2=\sqrt{1-a^2\upsilon_\ell^2}$, $\gamma_3=\sqrt{1-b^2\upsilon_\ell^2}$,

$$x_\ell=\kappa H\sqrt{\upsilon_\ell^2-1}\,/\,\upsilon_\ell,\qquad \kappa=\omega/c.$$

Как следует из приведенных на рис.8 результатов расчета, с ростом глубины излучения z_s = 3м÷12м и приема z_r = 39м÷43м поле мод ℓ = 0,1 на частотах $f <$ 30 Гц возрастает почти в два раза, что также приводит к "подчеркиванию" низкочастотного диапазона при приеме импульсных сигналов (см.рис.6). Кроме того, важно отметить, что, во-первых, в этой же области частот $f <$ 30 Гц поле нулевой моды ℓ = 0 при любых $0 < z_s \leq H$ и $0 < z_r \leq H$ существенно превышает поле первой моды, во-вторых, вклад нулевой моды в суммарное акустическое поле в волноводе существен лишь в диапазоне $f <$ 120 Гц, вследствие чего уменьшение угла наклона интерференционных линий на рис.2 при $f >$ 120 Гц не может быть объяснено интерференционными эффектами при взаимодействии нулевой моды $\ell = 0$ с



Р и с. 8 Теоретические зависимости от частоты f амплитуд $|A_\ell|$ мод $\ell = 0, I, 2, 3, 4$, полученные с использованием (27) при $z_s = 3$ м, $z_r = 39$ м – (а) и $z_s = I2$ м, $z_r = 43$ м – (б); $C = I538$ м/с, $\rho = IO^3$ кг/м^3, $H = 45$ м, $C_\ell = 4\cdot IO^3$ м/с, $C_t = 2{,}4\cdot IO^3$ м/с, $\rho_\ell = 3\cdot IO^3$ кг/м^3

модами высших номеров ℓ = 1,2,3 и обусловлено, по-видимому, влиянием плавной (непрерывной) стратификацией $c_\ell(z)$ и $c_t(z)(z \geq H)$ в подводном грунте на поведение $c_{\phi\ell}(f)$, $c_{r\ell}(f)$ и $r_{\ell m}(f)$. Естественно, что с увеличением частоты все большее влияние на поведение амплитуды нулевой моды будет оказывать верхний осадочный слой с меньшими значениями акустических параметров ρ_ℓ, c_t, c_ℓ, которое приведет к существенному уменьшению амплитуды нулевой моды в высокочастотном диапазоне. Для доказательства последнего утверждения воспользуемся лишь в "чисто" иллюстративных целях той же простейшей моделью однородного упругого дна, но с другими эффективными параметрами $\rho_\ell = 2 \cdot 10^3$ кг/м^3, $c_\ell = 2{,}7 \cdot 10^3$ м/с и различными значениями $c_t = 1{,}5 \cdot 10^3$ м/с и $c_t = 1{,}3 \cdot 10^3$ м/с, выбранными таким образом, чтобы $c_t < c$, поскольку именно такая ситуация характерна для осадков. В этом случае единственно неперeизлучающей модой будет нулевая мода, соответствующая волне Релея, дисперсия которой обусловлена наличием жидкого слоя (см.рис.9). В последнем легко убедиться, используя асимптотический анализ уравнения (10). Так при $fH/c \to 0$ из (10), (12) находим, что фазовая скорость нулевой моды совпадает со скоростью релеевской волны в однородном упругом полупространстве $c_{\phi 0} = c_R = v_0 c$; при $fH/c \to \infty$ из (10), (13), используя результаты /26/, для фазовой скорости нулевой моды получаем следующее выражение:

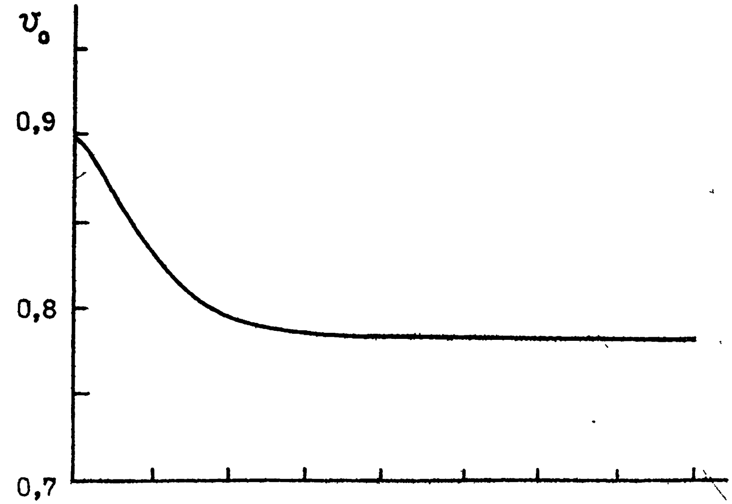
$$c_{\phi 0} = \frac{c_t}{\xi_0}, \tag{28}$$

$$\xi_0 \approx \xi_R + R\nu_2 / 4\nu_1 \xi_R \left\{ \xi_R^2 \left(\frac{\nu_3}{\nu_2} + \frac{\nu_2}{\nu_3} \right) + \right.$$

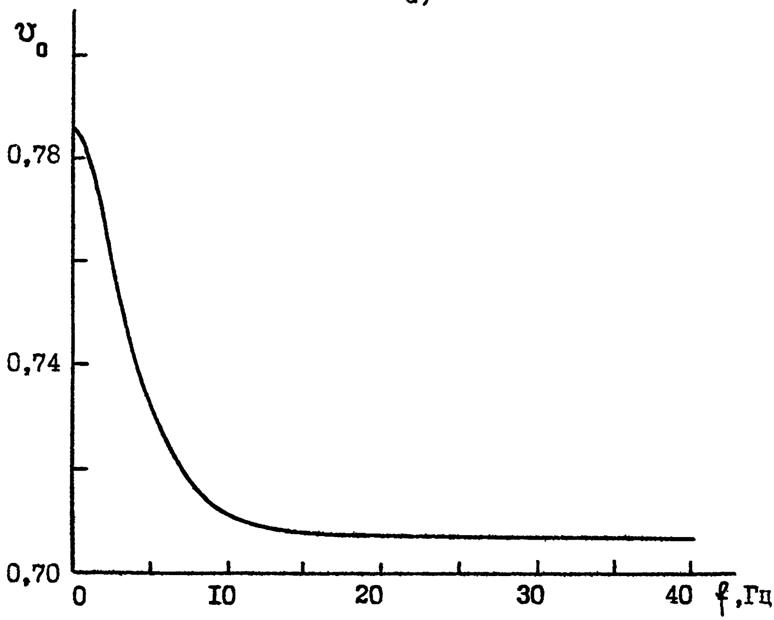
$$\left. + 2\nu_2\nu_3 - 2(2\xi_R^2 - 1) - \frac{R}{4\nu_2\nu_1} \right\},$$

где

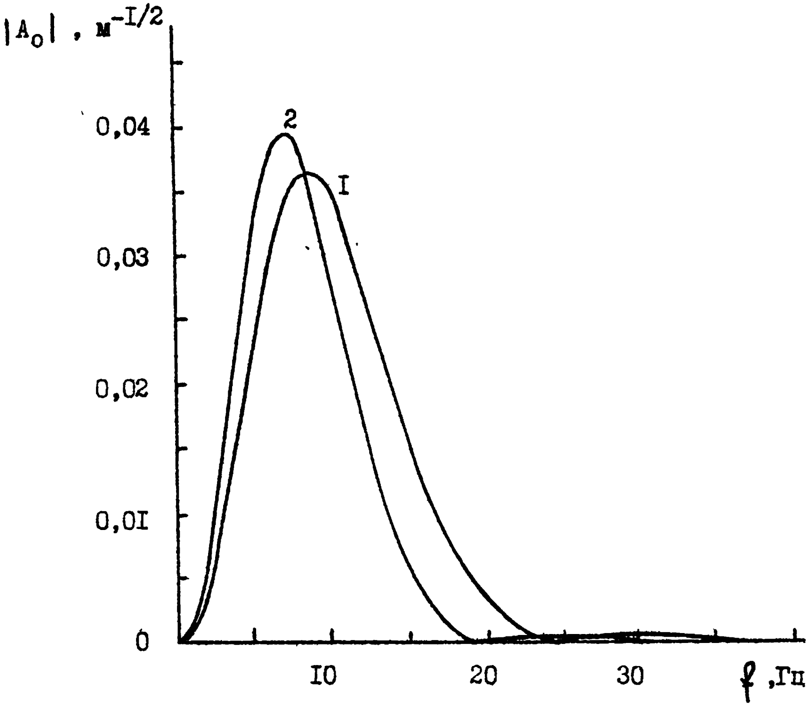
$$\xi_R = c_t / c_R, \quad c_R = v_0 c, \quad \nu_1 = \sqrt{\xi_R^2 - (c_t/c)^2},$$



а)



б)



в)

Р и с. 9. Теоретические зависимости от частоты f фазовой скорости нулевой моды $v_0 = c_{\varphi 0}/c$ при c_t = I,5 $\cdot$I0^3 м/с – (а) и c_t = I,3$\cdot$I0^3 м/с – (б), а также амплитуды нулевой моды A_0 при z_s = 3м, z_r = 39м – (в) для случаев (а) – кривая I и (б) – кривая 2 :

c = I538 м/с, ρ = I0^3 кг/м^3, H = 45 м,
c_l = 2,7$\cdot$I0^3 м/с, ρ_l = 2$\cdot$I0^3 кг/м^3

$$\nu_2 = \sqrt{\xi_R^2 - 1}, \qquad \nu_3 = \sqrt{\xi_R^2 - (c_t/c_\ell)^2}$$

С точностью до первого порядка малости по $R << 1$ из (28) находим (при $c_t \neq c$)

$$c_{ф0} \approx c_R \left\{ 1 - R\nu_2^2\nu_3 \Big/ 16\xi_R^6\nu_1 \left[1 - \frac{3\left[\left(\frac{c_t}{c_\ell}\right)^2 + 1\right] - 2\left(\frac{c_t}{c_\ell\xi_R}\right)^2}{4\xi_R^2} \right] \right\}. \quad (29)$$

Поскольку величина $\left\{1 - \left[3\left[(c_t/c_\ell)^2 + 1\right] - 2(c_t/c_\ell\,\xi_R)^2 / 4\xi_R^2\right]\right\}$ всегда положительна, то из (29) следует, что наличие жидкого слоя приводит к уменьшению скорости волны Релея (см.рис.9). Дисперсия нулевой релеевской моды уменьшается с понижением скорости сдвиговой волны (см.(29) и рис.9), что приводит в конечном счете к заметному смещению максимума поля нулевой моды в низкочастотный диапазон (см.рис.9).

При $fH/c \to \infty$ из (10), (13) можно также найти второй корень, соответствующий (при $c_R \neq c$) фазовой скорости волны Стоунли-Шолтэ,

$$c_{ф0} = c_S \approx c \left\{ 1 - \frac{\dfrac{R^2 b^8 (1 - a^2)}{2}}{\left[(2 - b^2)^2 - 4\sqrt{(1-a^2)(1-b^2)}\right]^2} \right\}, \quad (30)$$

который является комплексным в рассматриваемом здесь случае $b > 1$, вследствие переизлучения энергии этой волны в упругое полупространство.

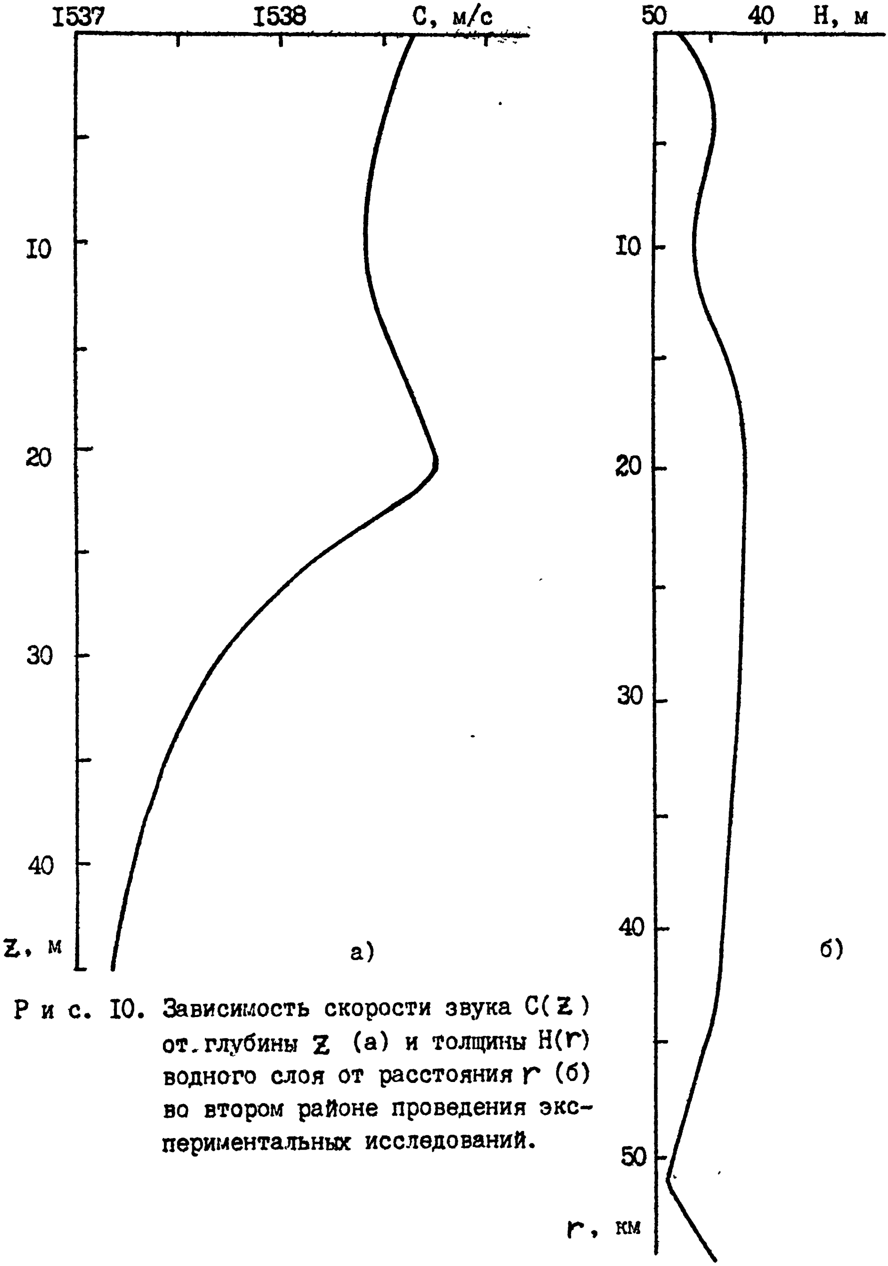
Из сказанного относительно волн Релея и Стоунли-Шолтэ при $C_t < C$ следует, что зарегистрированные в /23, 39/ медленные волны не являются поверхностными волнами Стоунли-Шолтэ, как считалось в /23, 39/, а являются соответствующими модами волны Релея. Сделанный по этому поводу в /23, 39/ некорректный вывод обусловлен слишком общим определением волны Стоунли-Шолтэ на границе жидкость - твердое тело (см.стр.163 в /22/, а также /41/), которая определялась как поверхностная волна с фазовой скоростью, меньшей скорости звука в жидкости: $C_{оф} = C_S < C$. Такое определение для волны Стоунли-Шолтэ справедливо лишь при $C_t > C$, когда релеевская волна является переизлучающей и распространяется со скоростью $C_R > C$ (см.(29)), поскольку при $C_t < C$ поверхностная волна Релея ~~и~~ переизлучающая волна Стоунли-Шолтэ распространяются обе со скоростями, меньшими скорости звука в жидком слое(см.(29),(30)).

Воспользуемся теперь вторым импульсным методом исследования интерференционной структуры широкополосного звука в мелком море.

Как уже говорилось выше, зависимости $r_{\ell m}(f)$ можно получить с использованием широкополосных импульсов давления, излучаемых периодически через временной интервал Δt; для этого необходимо выполнить спектральный анализ каждого сигнала с полной длительностью звучания $\tau_K(r)$

$$J(\omega,r)=\left|\int\limits_{t_S(r)}^{t_S(r)+\tau_K(r)} p(t)\,e^{i\omega t}\,dt\right|^2,$$

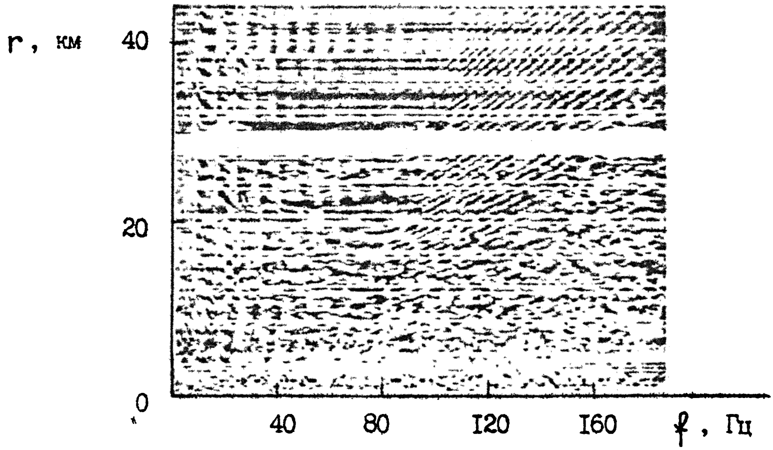
а затем осуществить спектральное представление на плоскости $f-r$, аналогично как и для непрерывного широкополосного шумового сигнала (см.рис.2); здесь $t_S(r)$ - минимальное время распространения сигнала на расстояние r. Обратимся к результатам экспериментальных исследований, которые были получены в аналогичном мелководном районе океана, дно которого было более ровным (см.рис.10) по сравнению с первым районом (см.рис.1). В качестве источника широкопо -



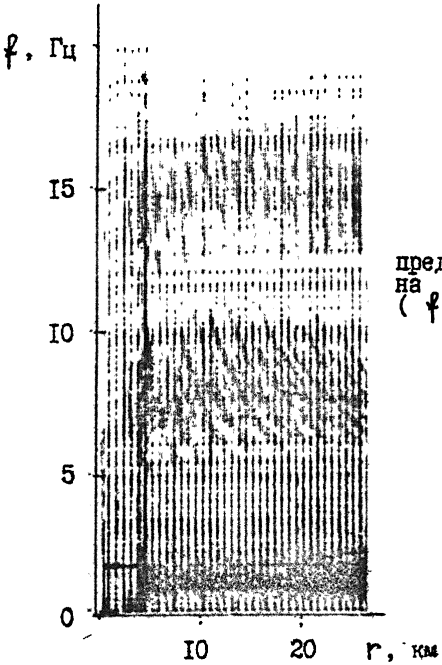
Р и с. 10. Зависимость скорости звука С(z) от глубины z (а) и толщины Н(r) водного слоя от расстояния r (б) во втором районе проведения экспериментальных исследований.

лосных импульсных сигналов использовалась также пневмопушка с рабочим объемом V_0 = 15 л, которая при буксировке со скоростью v = 3÷3,5 м/с на глубине z_s = 10÷12 м излучала периодически через Δt = 60 с импульс давления; прием сигналов осуществлялся на одиночный ненаправленный гидрофон z_r = 39 м гидроакустической автономной донной станции. Из приведенной на рис.11 пространственно - частотной зависимости импульсных сигналов видно качественно похожее поведение (см.рис.2) интерференционных линий $r_{\ell m}(f)$; меньшая по сравнению с рис.2 отчетливость этих линий обусловлена, во-первых, существенным спаданием энергии по спектру в импульсном сигнале, приблизительно на 30 дБ при изменении частоты от 7,6 до 150 Гц (см.рис.7); во-вторых, ограниченностью сигнала по входу на расстояниях $0 \leq r \leq 6$ км. Однако на рис.11 видны также и принципиальные отличия от приведенных на рис.2 результатов, вызванные существованием интерференционных линий в низкочастотном диапазоне $f < 14$ Гц при импульсном зондировании, которые хорошо просматриваются на рис.12. Наличие интерференционных линий в диапазоне частот $f < 14$ Гц обусловлено, по-видимому, интерференционными эффектами при взаимодействии нулевой моды, амплитуда которой в этом диапазоне еще достаточно велика (см.рис.13), и боковой волны в жидкости, образующейся при распространении сдвиговой волны в упругом полупространстве, которые формируют второй предвестник перед водной волной (см.рис.14). Используя простейшее соотношение $\Delta t_{\ell t} = r(c_t^{-1} - c_\ell^{-1})$, нетрудно убедиться в том, что первый предвестник на рис.14 сформирован боковой волной, образующейся при распространении продольной волны в упругом полупространстве. Достоинство импульсного зондирования при получении $r_{\ell m}(f)$ и заключается как раз в возможности раздельного спектрального анализа различных участков сигнала, позволившее в данном случае идентифицировать волны, вносящие определяющий вклад в формирование интерференционной структуры поля на частотах $f < 14$ Гц.

Из приведенных на рис.15 зависимостей от расстояния интенсивности $\bar{J}(f,r) = \Delta f^{-1} \int_{f-\Delta f/2}^{f+\Delta f/2} J(f,r)\,df$ в узкой частотной полосе Δf = 4 Гц следует, что спад интенсивности звука существенно выражен в диапазоне частот $f < 30$ Гц и в области расстояний $0 \leq r \leq 20$км, т.е. как раз в той области, где существуют интерференционные линии в низкочастотном диапазоне $f < 14$ Гц (см.рис.12); при $r > 20$км

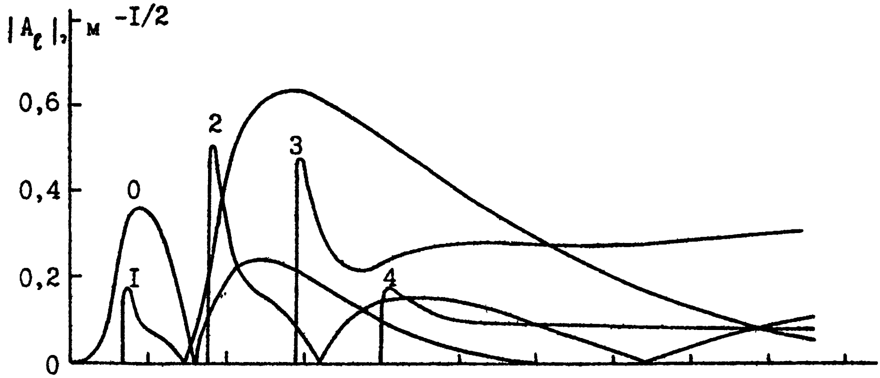


Р и с. II Пространственно-частотное распределение интенсивности импульсных сигналов (во втором районе), представленное в плотностной записи на плоскости частота - расстояние (f - r): z_s = I2 м, z_r = 39 м

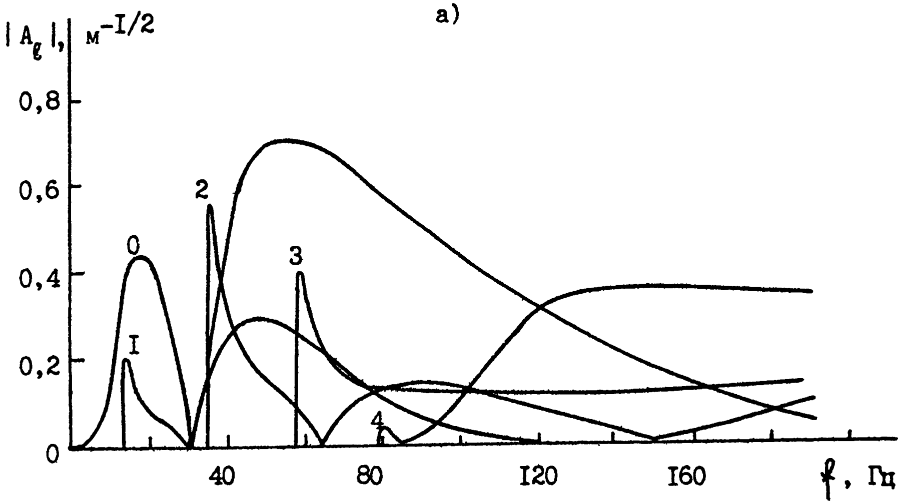


Р и с. I2

Пространственно-частотное распределение интенсивности импульсных сигналов в низкочастотном диапазоне (для второго района), представленное в плотностной записи на плоскости частота - расстояние (f - r): z_s = I2 м, z_r = 39 м

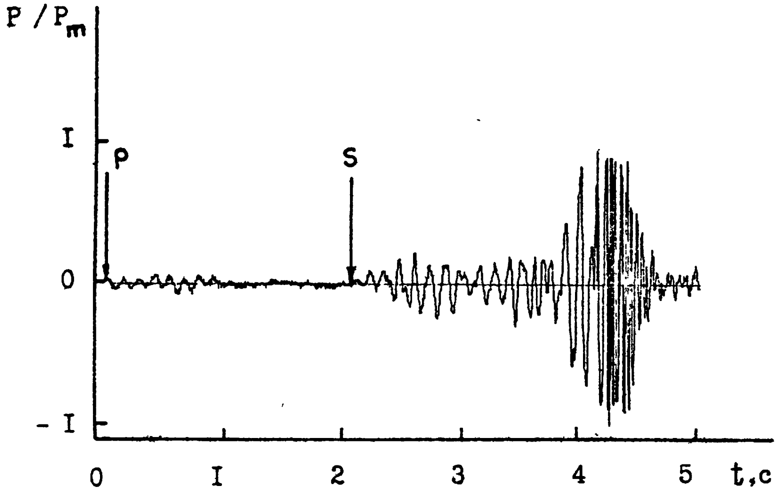


а)

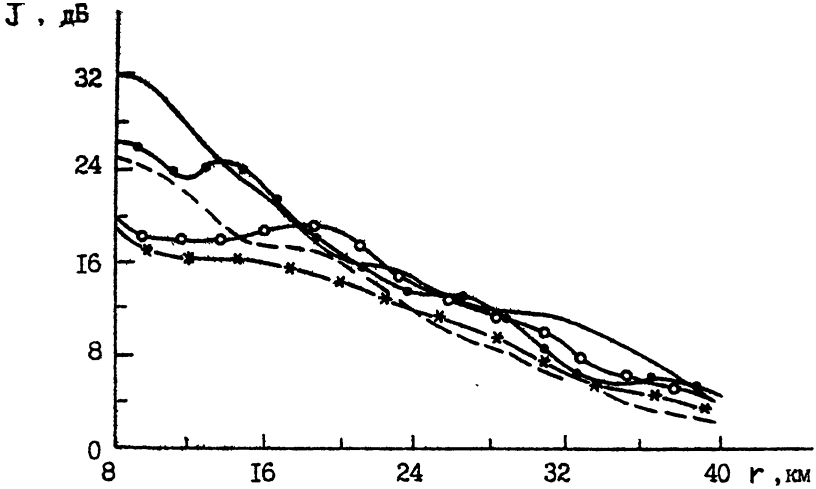


б)

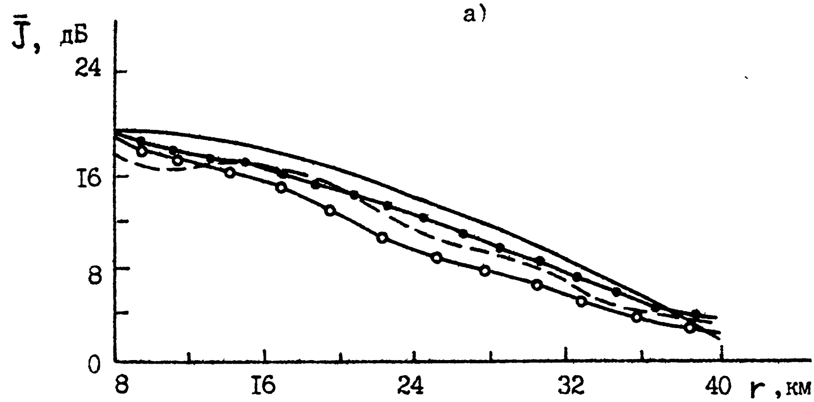
Р и с. 13. Теоретические зависимости от частоты f амплитуд $|A_\ell|$ мод $\ell = 0, 1, 2, 3, 4$, полученные с использованием (27) при $z_r = 39$ м, $z_s = 10$ м (а) и $z_r = 39$ м, $z_s = 12$ м (б):
$C = 1538$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м^3, $H = 45$ м,
$C_\ell = 4\ 10^3$ м/с, $C_t = 2{,}4\ 10^3$ м/с, $\rho_\ell = 3\cdot 10^3$ кг/м^3



Р и с. I4. Экспериментальная зависимость от времени t возмущения давления p в импульсном сигнале, принятом с расстояния r = I2 км на гидроакустическую автономную донную станцию; здесь $p_m = max\{|p|\}$, z_s = I2 м z_r = 39 м, вертикальными стрелками отмечены приходы боковых волн, обусловленных распространением в упругом полупространстве продольных (P) и сдвиговых (S) волн.



а)



б)

Р и с. 15. Усредненные по трем ближайшим реализациям импульсных сигналов экспериментальные зависимости от расстояния r интенсивности $\bar{J}(f, r)$ в узкой полосе $\Delta f = 4$ Гц на различных частотах во втором мелководном районе:
а) —— f = 10 Гц, —•— f = 30 Гц, --- f = 40 Гц,
—*— f = 50 Гц, —o— f = 90 Гц ;
б) —— f = 60 Гц, —•— f = 70 Гц, --- f = 80 Гц,
—o— f = 100 Гц.

спад интенсивности на низких $f <$ 30 Гц и высоких $f >$ 50 Гц частотах становится приблизительно одинаковым. Существование повышенного спада интенсивности звука в низкочастотном диапазоне подтверждает также предположение о существенном вкладе в поле на этих частотах при $0 \lessapprox r \lessapprox 20$ км боковых волн, амплитуды которых изменяются с расстоянием быстрее $J^{1/2}(f, r) \backsim r^{-2} \div r^{-4}$ /42, 43/, чем у мод $J^{1/2}(f, r) \backsim r^{-1}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь сформулируем основные результаты выполненных исследований.

Во-первых, показано, что особенности пространственно-частотного распределения интенсивности широкополосного звука, характеризующиеся вертикальными участками интерференционных линий на плоскости частота - дистанция, в мелком море при маломодовом режиме распространения присутствуют всегда в определенных диапазонах частот и во всей области расстояний, в которой наблюдается интерференционная структура поля. Поэтому понятие инварианта β пространственно-частотной интерференционной структуры поля (I)/I, 2/ имеет смысл (ограниченно) не только для определенной группы мод (см./I, 2/), но и для определенных диапазонов частот (для каждого свой).

Во-вторых, выяснено, что при изменении условий распространения по трассе, например, глубины водного слоя, будут наблюдаться смещения особенностей $\beta(f)$ по частоте, причем вниз по диапазону при увеличении глубины и вверх по диапазону при уменьшении глубины слоя жидкости. Поэтому на определенных расстояниях в соответствующих диапазонах частот будут возникать особенности пространственно-частотной интерференционной структуры поля; причем, в отличие от вывода в /8/, даже малые и плавные изменения глубины водного слоя могут привести к возникновению особенности $\beta^{-1}(f)= 0$ на определенном расстоянии, тем меньшем, чем ближе рассматриваемый частотный диапазон к частоте пересечения групповых скоростей соответствующих мод. Следует отметить также, что при распространении широкополосного звука из мелководного участка в глубоководный участок океанического волновода с приповерхностным звуковым каналом особенность $\beta^{-1} = 0$ (см./8/) будет возникать также лишь в узком диапазоне частот, зависящем от расстояния между корреспондирующими точками.

В-третьих, доказано, что в низкочастотном диапазоне на формирование интерференционной структуры широкополосного звука в мелком море существенно влияют сейсмические волны Релея, Стоунли-Шолтэ и боковые волны.

В-четвертых, выяснено, что на малых расстояниях от источника интерференционная структура поля не является регулярной, вследствие заметного уменьшения с расстоянием количества определяющих поле волноводных мод, вызванного затуханием звуковых волн; по мере увеличения расстояния, интерференционная структура поля становится все более регулярной, а в пределе при двухмодовом режиме распространения представляет собой периодически чередующиеся интерференционные линии на плоскости частота - расстояние.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чупров С.Д., Мальцев Н.Е. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане //Докл.АН СССР. - 1981. - Т.275, № 2. - С. 475-479.
2. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане//Акустика океана. Современное состояние/Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. - М.: Наука, 1982. - С.71-92.
3. Баранов В.А., Григорьев В.С. Водный слой как измерительный инструмент//Акуст.журн. - 1982. - Т.28, № 5. - С.558-569.
4. Голубев В.Н., Лазарев В.А., Орлов Е.Ф., Раков И.С., Соколов А.Д., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане//Интерференция широкополосного звука в океане/Под ред.В.А.Зверева, Е.Ф. Орлова. - Горький: ИПФ АН СССР, 1984. - С.93-132.
5. Голубев В.Н., Ильичев В.И., Орлов Е.Ф., Раков И.С., Соколов А.Д., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Экспериментальное исследование интерференции широкополосного звука в подповерхностном океаническом волноводе//Акустические волны в океане/Под ред.Л.М. Бреховских, И.Б.Андреевой. - М.: Наука, 1987. - С.100-111.

6. Бархатов А.Н., Горская Н.В., Громоглaсов Н.М., Николаев Г.Н., Салин Б.М., Сергеев Е.И. Исследования в модельных условиях интерференционной структуры широкополосного сигнала в акустическом волноводе//Интерференция широкополосного звука в океане/Под ред.В.А.Зверева, Е.Ф.Орлова. – Горький: ИПФ АН СССР , 1984. – С.73–81.
7. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Наука, 1973.– – 343 с.
8. Буренков С.В. Особенности интерференционной структуры акустического поля в двумерно-неоднородном волноводе//Акуст,журн. – 1989. – Т.35, № 5. – С.797–800.
9. Мальцев Н.Е. Элементы теории распространения звука в слоистом океане в терминах нового асимптотического представления// Акустические волны в океане/Под ред.Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. – М.: Наука, 1987. – С.41–52.
10. Кулаков О.Г., Мальцев Н.Е., Чупров С.Д. О возбуждении групп мод в слоистом океане//Акуст.журн. – 1983. – Т.29, № 1. – – С.74–79.
11. Пученкина С.В., Салин Б.М. Исследование свойств дна в мелководных районах по дисперсионным характеристикам низкочастотных акустических волн//Акуст.журн. – 1987. – Т.33, № 3. – – С.546–550.
12. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. – М.: АН СССР, 1961. – 216 С.
13. Pierce A.D. Extension of the method of normal modes to sound propagation in an almost-stratified medium//J.Acoust.Soc. Amer. – 1965. – V.37, N 1. – P.19 – 27.
14. Hawker K.E. A normal mode theory of acoustic Doppler effects in the oceanic waveguide//J.Acoust.Soc.Amer. – 1979. – V.65, N 3. – P.675 – 686.
15. Иванова Г.К. К вопросу о пространственно-частотной зависимости звукового поля в слоистых средах//Акуст.журн. – 1984. – – Т.30, № 4. – С.490–494.
16. Stevens K.J., Weston D.E. Interference of wide-band in shallow water//J.Sound and Vibr. – 1972. – V.21, N 1. – P.57–64 .

17. Bachman R.T., Kay G.T. Broadband interference patterns in shallow water//J.Acoust.Soc.Amer. - 1983. - V.74, N 2. - P. 576 - 580.
18. Soares-Filho W., Vianna M.L. Broadband noise propagation in Pekeris waveguide//J.Acoust.Soc.Amer. - 1986. - V,79, N 1. - P.76 - 83.
19. Малкина И.Г., Шевцов В.П. Исследование стабильности интерференционной структуры акустического поля в мелком море//Акуст. журн. - 1989. - Т.35, № 5. - С.870-876.
20. Glattetre J., Knudsen T., Sostrand K. Mode interference and mode filtering in shallow water: A comparison of acoustic measurements and modeling//J.Acoust.Soc.Amer. - 1989. - V.86. N 2. - P.680 - 689.
21. Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде //Распространение звука в океане/Под ред.Л.М.Бреховских. - - М.: Иностр.литер., 1951. - С.48-156.
22. Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic waves in layered media. New York: McGraw-Hill, 1957. - 580 p.
23. Ellis D.D., Chapman D.M.F. A simple shallow water propagation model including shear wave effects//J.Acoust.Soc.Amer. - 1985 - V.78, N 6. - P.2087 - 2099.
24. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах.- - М.: Наука, 1981. - 136 С.
25. Грудская О.Н., Грудский С.М., Ривелис Е.А. Численное исследование вклада различных частей акустического поля в моделях Пекериса и Шермана//Акуст.журн. - 1989. - Т.35, № 4. - С.752 -753.
26. Петухов Ю.В. Влияние гравитации на распространение поверхностных волн вдоль границы раздела Земля - Атмосфера// Препринт № 269. - Горький: НИРФИ, 1989. - 7 с.
27. Chapman D.M., Stual Ph.R., Zakaranskas P. The effect of variable roughness of a granite seabed on low-frequency, shallow-water acoustic propagation//Progr.Underwater acoust.Proc.12th Int.Congr.Acoust.Assoc.Symp.Underwater acoust.; Halifux, July 16-18,1986. N.Y.,London, 1987. - P.485 - 492.

28. Волькинштейн М.М., Левин В.М. Аномальное поглощение поверхностных акустических волн на границе раздела жидкость – твердое тело//Письма в ЖТФ. – 1986. – Т.12, № 4. – С.1498-1503.
29. Brooke G.H., Chamuel J.A. Transient Scholt wave transmission along a rough liquid-solid interface//J.Acoust.Soc.Amer. – 1988. – V.83, N 3. – P.1336 – 1344.
30. Barokos P.A. Experimental determination of compressional velocity for the bottom layer by the dispersion method//J.Acoust Soc.Amer. – 1962. – V.34, N 12. – P.1919 – 1926.
31. Porter R.P. Dispersion of axial SOFAR propagation in the western Mediterranean//J.Acoust.Soc.Amer. – 1973. – V.53, N 1. – P.181 – 191.
32. Porter R.P. Transmission and reception of transient signals in a SOFAR channel//J.Acoust.Soc.Amer.-1973. – V.54, N 4. – P.1081 – 1091.
33. Yang T.C. Method for measuring the frequency dispersion for broadband pulses propagation to long ranges//J.Acoust.Soc. Amer. – 1984. – V.76, N 1. – P.253 – 261.
34. Yang T.C. Dispersions and ranging of transient signals in the Arctic ocean//J.Acoust.Soc.Amer. – 1984. – V.76, N 1. – P.262 – 273.
35. Лазарев В.А., Орлов Е.Ф., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. Трансформация дисперсионных характеристик в слоисто-неоднородных волноводах//Акуст.ужурн. – 1986. – Т.32, № 2. – С.190-197.
36. Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. О соотношении энергетических характеристик широкополосных импульсных сигналов донных отражений различной кратности//Акуст.журн. – 1988. – Т.34, № 3. – С.453-458.
37. Полянская В.А. О поле импульсного излучателя в подводном звуковом канале//Акуст.журн. – 1959. – Т.5, № 1. – С.91-99.
38. Вировлянский А.Л. О временной структуре импульсного сигнала в подводном звуковом канале//Акуст.журн. – 1985. – Т.31, № 6. – С.790-792.
39. Макдэниел С.Т., Бииб Дж.Х. Влияние полуконсолидированных осадков на распространение звука в прибрежном районе//Акустика дна океана/Под ред.У.Купермана, Ф,Енсена. – М.: Мир, 1984.

- С.308-320.

40. Scholte J.G. The range of existence of Rayleigh and Stoneley waves//Monthly Notices Roy.Astron.Soc.: Geophys.Suppl. - 1947. - V.5, N 3. - P.120 - 126.

41. Biot M.A. The interaction of Rayleigh and Stoneley waves in the ocean bottom//Bull.Seism.Soc.Amer. - 1952. - V.42, N 1. - P.81 - 92.

42. Газарян Ю.Л. Поле точечного излучателя в слое, лежащем на полупространстве//Акуст.журн. - 1958. - Т.4, № 2. - С.233 - -238.

43. Метлов Л.С. К вопросу о боковых волнах в жидком трехслойном пространстве//Акуст.журн. - 1984. - Т.30, № 4. - С.507-510.

Дата поступления статьи
4 января 1991 г.