

**Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт
Государственного комитета РФ по высшему образованию**

П р е п р и н т № 385

**ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА
ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ДАВЛЕНИЯ
В ОДНОРОДНЫХ И ПЛАВНОНЕОДНОРОДНЫХ ПО ТРАССЕ
ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ**

Ю.В.Петухов

Нижегород, 1994

Петухов Ю. В.

ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ДАВЛЕНИЯ В
ОДНОРОДНЫХ И ПЛАВНОНЕОДНОРОДНЫХ ПО ТРАССЕ ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ
//Препринт № 385. - НИРФИ: Нижний Новгород, 1994. - 31 с.

УДК 534.231.1

Проведено последовательное теоретическое рассмотрение скользящего спектрального анализа достаточно широкополосных импульсных сигналов давления, распространяющихся в плавнонеоднородных по трассе океанических волноводах. Сформулированы необходимые и достаточные условия для разрешения в частотно-временной области модовых импульсов и выяснено, что эти же условия, но записанные в приближении ВКБ, существенно уточняют полученные ранее аналогичные соотношения. Выполнен также анализ влияния частотных зависимостей амплитуд мод на поведение во времени спектральных компонентов соответствующих модовых импульсов, на основании результатов которого теоретически установлено и экспериментально обнаружено неизвестное ранее явление минимального дисперсионного расплывания взрывных сигналов на определенной выделенной частоте в мелководном океаническом волноводе.

При разработке систем подводного видения неоднородностей в водной среде /1, 2/ и осадочной толщи /3, 4/ Мирового океана все большее применение находят томографические методы, использующие для решения соответствующих обратных задач лучевое представление поля в стратифицированных океанических волноводах. Для реализации методов лучевой томографии необходима идентификация лучей, которая осуществляется либо по временам прихода соответствующих им импульсных сигналов /1-3/, либо по углам прихода соответствующих им тональных сигналов /4, 5/. В условиях глубоководного океанического волновода и при достаточно высокочастотных акустических возмущениях такая идентификация лучей оказывается возможной почти всегда /6-8/. Однако при использовании источников низкочастотных акустических сигналов, когда в глубоководных /9, 10/, а тем более в мелководных /11-13/ океанических волноводах возбуждается малое число мод, идентификация лучей затрудняется, особенно на значительных расстояниях /14/. В такой ситуации применимы различные схемы модовой томографии водной среды /7, 15, 16/ и осадочной толщи /17, 18/ Мирового океана, для реализации которых необходима уже идентификация мод. Соответствующее разрешение мод возможно осуществить для тональных сигналов с использованием антенн /14, 19/, а для импульсных сигналов - с использованием скользящего спектрального анализа импульсного отклика в мелководных /11-13/ и глубоководных /20-25/ океанических волноводах. Последний метод определения модового состава поля нашел более широкое применение, поскольку позволяет в одной точке приема одновременно получать частотные зависимости групповых скоростей мод в широком диапазоне частот, что существенно упрощает решение соответствующих обратных задач, например, о восстановлении стратификации скорости звука в осадочной толще дна мелкого моря /11, 13, 26/. В этой связи, остановимся здесь на подробном обсуждении возможностей скользящего спектрального анализа импульсного отк -

лика в океанических волноводах для идентификации мод.

Как известно (см./II-13, 20-25/), результаты скользкого спектрального анализа представляются обычно в плотностной записи на плоскости частота - время звучания ($f - t$), где при выполнении определенных условий и происходит разделение модовых импульсов, которым соответствуют характерные зависимости времени распространения $t_e(f) = r / C_{ge}(f)$ от частоты, пропорциональные горизонтальному расстоянию r между корреспондирующими точками и обратно пропорциональные частотной зависимости групповой скорости $C_{ge}(f)$ моды с соответствующим номером l . Вопрос о разрешении модовых импульсов в океанических волноводах при тонально-импульсном излучении рассматривался впервые в /27/, а затем - в /7, 14, 16, 28/ с использованием ККБ приближения для модового представления поля в однородных по трассе волноводах. Причем следует отметить, что в /28/ не было получено каких-либо новых результатов по сравнению с имевшимися в предыдущих работах /7, 27/, однако в ней были сделаны некорректные выводы о разрешении модовых импульсов в плоскостойких волноводах (см. анализ неравенства (7) в /28/). Вопрос о разрешении модовых импульсов при существенно широкополосном излучении и с использованием аналогичных /7, 14, 16, 27, 28/ приближений обсуждался в /14, 21-24, 27/, однако в этих работах не проведено последовательного теоретического описания скользкого спектрального анализа поля модовых импульсов.

Именно поэтому, настоящая работа хотя и носящая в большинстве своем методический характер, посвящена приближенному корректному описанию скользкого спектрального анализа поля модовых импульсов в однородных и плавнонеоднородных по трассе стратифицированных океанических волноводах и формулировке, на основе его результатов, необходимых и достаточных условий для разрешения этих модовых импульсов в частотно-временной области. Кроме того, здесь выполнены как теоретические, так и экспериментальные исследования влияния частотных зависимостей амплитуд мод на дисперсионное расщепление широкополосных взрывных сигналов в мелководном океаническом волноводе.

С целью получения более общих, чем в /7, 14, 16, 21-24, 27, 28/, результатов рассмотрим сразу океанический волновод с плавными изменениями акустических характеристик вдоль трассы распространения импульсного сигнала давления. Поскольку, как отмечалось в

выше, при получении частотной зависимости времени распространения каждого модового импульса используется скользящий спектральный анализ

$$S(t, \omega, T) = \left| \int_{t - \frac{T}{2}}^{t + \frac{T}{2}} p'(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (1)$$

временной зависимости возмущения давления $p'(t)$ в импульсном сигнале, которая в адиабатическом приближении - невзаимодействующих мод /29, 30/ - представляется в аналогичном /27/ виде:

$$p'(t) = \frac{1}{\sqrt{r}} \int_0^{\infty} \sum_{\ell=1}^{L(\omega)} S_0(\omega) A_{\ell}(z_s, z_r, \xi_{\ell}(r)) \times \\ \times \exp \left[i \left(\int_0^r \xi_{\ell}(r) dr - \omega t \right) \right] d\omega + \text{к.с.}, \quad (2)$$

то, выполняя элементарное интегрирование в (1), с использованием (2) получаем

$$S(t, \omega, T) = \left| \frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{r}} \int_0^{\infty} S_0(\omega') \sum_{\ell=1}^{L(\omega')} A_{\ell}(z_s, z_r, \xi'_{\ell}(r)) \times \right. \\ \left. \times \frac{\sin \left[\frac{T}{2} (\omega' - \omega) \right]}{\omega' - \omega} \exp \left[-i \left(\omega' t - \int_0^r \xi'_{\ell}(r) dr \right) \right] d\omega' + \text{к.с.} \right|^2 \quad (3)$$

В (3) $S_0(\omega)$ - исходный спектр сигнала, возбуждаемого точечным источником, $\omega = 2\pi f$ (аналогично и ω') - циклическая частота; $A_{\ell}(z_s, z_r, \xi'_{\ell}(r))$ - амплитуда моды с номером ℓ , зависящая от

глубины погружения источника z_s и приемника z_r , а также от $\xi'_e(r)$ - плавно меняющегося с расстоянием горизонтального волнового числа моды на частоте ω' , являющегося точным решением дисперсионного уравнения для волновода сравнения, но - главным членом ВКБ приближения для собственных решений задачи по координате r (см. /30/); $L(\omega')$ - число распространяющихся мод, T - время интегрирования. Здесь (см. (2), (3)) и далее соответствующие, комплексно-сопряженные выражения сокращенно обозначаются буквами M и $K.C.$ Интегрирование в (3) по ω' можно выполнить приближенно, используя метод стационарной фазы /23, 24, 27/. Точки стационарной фазы $\omega_{qe}(q = [1, Q])$ для каждой моды найдутся из уравнения

$$c_{re}(r) = \frac{r}{t}, \quad (4)$$

$$c_{re}(r) = \frac{d\omega}{d\xi'_e(r)}, \quad \bar{\xi}_e(r) = \frac{1}{r} \int_0^r \xi'_e(r) dr.$$

При этом, для правильной оценки интеграла в (3), необходимо, чтобы функция $S_0(\omega') * A_e(z_s, z_r, \xi'_e(r))$ достаточно плавно изменялась в области частот $\Delta\omega = \omega' - \omega_{qe} > \sigma_e = \left[\frac{r}{2} \left| \frac{d^2 \xi_e}{d\omega'^2} \right| \omega_{qe} \right]^{-1/2}$. Наличие в подынтегральной функции сомножителя $\frac{\sin \left[\frac{T}{2} (\omega' - \omega) \right]}{(\omega' - \omega)}$ также накладывает дополнительные ограничения, однако если интересоваться областью частот $\Delta\omega = \omega' - \omega_{qe} < 2\pi/T$, то правильность оценки интеграла (3) методом стационарной фазы будет обеспечена для $\Delta\omega' > 2\pi/T > (1 + e^{-1}) \sigma_e$, при условии, что ширина функции $\frac{\sin \left[\frac{T}{2} (\omega' - \omega) \right]}{\left[\frac{T}{2} (\omega' - \omega) \right]}$ определяется по уровню e^{-1} . С учетом отмеченных ограничений из (3) находим

$$S(t, \omega, T) = \left| \sum_{\ell=1}^{L(2\pi/T + \omega_*)} S_\ell(t, \omega, T) \right|^2, \quad (5)$$

$$S_\ell(t, \omega, T) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{r}} \sum_{q=1}^a \sigma_e(\omega_{qe}) S_0(\omega_{qe}) *$$

$$\begin{aligned}
 & \times A_e(z_s, z_r, \xi_e(r, \omega_{qe})) \frac{\sin\left[\frac{T}{2}(\omega - \omega_{qe})\right]}{\omega - \omega_{qe}} \times \\
 & \times \exp\left[-i \frac{\pi}{4} \operatorname{sgn}\left(\frac{d^2 \bar{\xi}_e}{d\omega^2}\right)\right] \times \exp\left[i\left(\bar{\xi}_e(r, \omega_{qe})r - \right.\right. \\
 & \left. \left. - (\omega_{qe} - \omega)t\right)\right] + \text{к.с.}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где ω_* - максимальное значение из всех имеющих место значений ω_{qe} , для которых выполняется условие $\omega - \omega_{qe} < 2\pi/T$.

Таким образом, из (5), (6) следует, что на плоскости $\omega - t$ можно построить ряд кривых $t_e(\omega) = r/c_{re}(r, \omega)$ ($l=[0, L]$) с соответствующими изменениями величин $S_e(t, \omega, T)$ вдоль них.

Вблизи частот $\omega = \Omega_e$, где групповые скорости мод достигают экстремальных значений $(d^2 \bar{\xi}_e / d\omega^2)|_{\omega = \Omega_e} = 0$, а именно, минимальных при $(d^3 \bar{\xi}_e / d\omega^3)|_{\omega = \Omega_e} < 0$ и максимальных при $(d^3 \bar{\xi}_e / d\omega^3)|_{\omega = \Omega_e} > 0$, из (3), используя разложение в показателе экспоненты по степеням $\omega - \Omega_e$ с точностью до членов третьего порядка малости (см./27, 31/), получим для $S(t, \omega, T)$ аналогичное (5) выражение, в котором $S_e(t, \omega, T)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 S_e(t, \omega, T) = & 2 \sqrt{\frac{\pi}{r}} \left| S_0(\Omega_e) A_e(z_s, z_r, \xi_e(r, \Omega_e)) \right| \times \\
 & \times \frac{\sin\left[\frac{T}{2}(\omega - \Omega_e)\right]}{\omega - \Omega_e} \times \frac{u(y_e)}{\left\{-\frac{r}{2} \left(\frac{d^3 \bar{\xi}_e}{d\omega^3}\right)\bigg|_{\omega = \Omega_e}\right\}^{1/3}} \times \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\times \cos \left(\bar{\xi}_e(r, \Omega_e) r - (\Omega_e - \omega) t + \varphi(\Omega_e) \right),$$

где $u(y_e)$ - функция Эйри (см./ЗІ/), $y_e = (t - r/c_{re}(r, \Omega_e))^{\times}$

$$\times \left\{ -\frac{r}{2} \left(d^3 \bar{\xi}_e / d\omega^3 \right) \Big|_{\omega = \Omega_e} \right\}^{-1/3}, \quad \varphi(\Omega_e) = \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Im}[\alpha(\Omega_e)]}{\operatorname{Re}[\alpha(\Omega_e)]} \right),$$

$$\alpha(\Omega_e) = S_0(\Omega_e) A_e(z_s, z_r, \xi(r, \Omega_e)).$$

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

$$\left| t - \frac{r}{c_{re}(\Omega_e)} \right| \lesssim \left| \frac{1}{2} \left(\frac{d^3 \bar{\xi}_e}{d\omega^3} \right) \Big|_{\omega = \Omega_e} \right|^{1/3}. \quad (8)$$

В (8) величина $\bar{\xi}_e$ совпадает с ее точным значением для волнового

числа моды K_ℓ в соответствующем плоскостойстом волноводе.

Как уже отмечалось выше, выражения (6) и (7) получены при условиях $\omega - \omega_{q\ell} < \frac{2\pi}{T}$ и $\omega - \Omega_\ell < 2\pi/T$ соответственно. Поэтому с уменьшением T они будут давать более точную оценку интеграла (3), кроме того, будет улучшаться разрешение по t мод с номерами ℓ и m , разность времен распространения которых удовлетворяет условию $\Delta t_{\ell m} = r (C_{r\ell}^{-1} - C_{rm}^{-1}) > T$. Однако одновременно с этим будут ухудшаться разрешение мод по частоте ($\Delta \varphi \approx 1/T$) 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 $t_\ell(\omega)$ может и просматриваться. 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 (3) определяется в основном поведением функции $\sin [T(\omega' - \omega)/2] / (\omega' - \omega)$, раскладывая показатель экспоненты по степеням $\omega' - \omega$ и проводя интегрирование аналогично (6) и (7), получаем для $S_\ell(t, \omega, T)$ следующие выражения:

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

$$B_\ell(t, \omega, T) = \begin{cases} \frac{\pi}{2\sqrt{2}} e^{i\frac{\pi}{4}s} (F(\eta_1) - F(\eta_2)) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \int_0^{\eta_2} e^{-isx^2} \right. \\ \left. * F^*(\eta_0 + x) dx - \int_0^{\eta_1} e^{-isx^2} F^*(\eta_0 + x) dx \right\}, \\ d^2 \bar{\xi}_\ell / d\omega^2 \neq 0; \\ \pi (v_0(\zeta_1) - v_0(\zeta_2)), \quad \frac{d^2 \bar{\xi}_\ell}{d\omega^2} = 0, \quad \zeta_0 \ll -1 \end{cases} \quad (10)$$

где: $F(\eta) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\eta} e^{-isx^2} dx$ - интеграл Френеля (см./31/), а $F^*(\eta)$ - комплексно сопряженная его величина;

$$s = \operatorname{sgn} \left(\frac{d^2 \bar{\xi}_l}{d\omega^2} \right), \quad \eta_1 = \left(\frac{r}{c_{re}} - t + \frac{T}{2} \right) \times \left(2 \left| \frac{d^2 \bar{\xi}_l}{d\omega^2} \right| r \right)^{-1/2},$$

$$\eta_2 = \eta_1 - T \left(2 \left| \frac{d^2 \bar{\xi}_l}{d\omega^2} \right| r \right)^{-1/2}, \quad \eta_0 = -\omega \left(\frac{r}{2} \left| \frac{d^2 \bar{\xi}_l}{d\omega^2} \right| \right)^{1/2},$$

$$v_0(\zeta) = \int_0^{\zeta} u(x) dx, \quad \zeta_1 = \left(\frac{r}{c_{re}} - t + \frac{T}{2} \right) \times \left(\frac{r}{2} \frac{d^3 \bar{\xi}_l}{d\omega^3} \right)^{-1/3},$$

$$\zeta_2 = \zeta_1 - T \times \left(\frac{r}{2} \frac{d^3 \bar{\xi}_l}{d\omega^3} \right)^{-1/3}, \quad \zeta_0 = -\omega \left(\frac{r}{2} \frac{d^3 \bar{\xi}_l}{d\omega^3} \right)^{1/3}.$$

Используя асимптотические представления $F(\eta)$ и $v_0(\zeta)$, из (10) нетрудно получить соответствующие выражения в элементарных функциях при $\eta_2 \ll 1$ ($\zeta_2 \ll 1$) и $\eta_2 \gg 1$ ($\zeta_2 \gg 1$):

$$B_l(t, \omega, T) = \begin{cases} \frac{\pi}{\sqrt{2}} e^{is\pi/4} \left(\eta_1 - \eta_2 + \frac{\pi}{6} (\eta_1^3 - \eta_2^3) \right), & \eta_0 \ll -1, \eta_2 \ll 1; \\ \frac{e^{-is\frac{\pi}{2}}}{\pi} \left\{ \frac{e^{-is\frac{\pi}{2}} \eta_2^2}{\eta_2} - \frac{e^{-is\frac{\pi}{2}} \eta_1^2}{\eta_1} \right\}, & \\ \frac{e^{-is\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{2\pi}(\pi-2)} \left\{ \frac{e^{-is(\frac{\pi}{2}-1)\eta_1^2}}{\eta_1^2} - \frac{e^{-is(\frac{\pi}{2}-1)\eta_2^2}}{\eta_2^2} \right\}, & |\eta_0| \gg \eta_2, \eta_2 \gg 1; \\ \frac{e^{-is\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{2\pi}(\pi-2)} \left\{ \frac{e^{-is(\frac{\pi}{2}-1)\eta_1^2}}{\eta_1^2} - \frac{e^{-is(\frac{\pi}{2}-1)\eta_2^2}}{\eta_2^2} \right\}, & |\eta_0| \ll \eta_2, \eta_2 \gg 1; \end{cases} \quad (1)$$

$$S_{\epsilon}(t, \omega, T) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\pi T}{\left(\frac{r}{2} \frac{d^3 \xi_{\epsilon}}{d\omega^3}\right)^{1/3}} \left[\bar{a}_1 - \bar{a}_2 \frac{r/c_{r\epsilon} - t}{\left(\frac{r}{2} \frac{d^3 \xi_{\epsilon}}{d\omega^3}\right)^{1/3}} \right], \\ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left\{ \frac{e^{-\frac{2}{3} \zeta_2^{3/2}}}{\zeta_2^{3/4}} - \frac{e^{-\frac{2}{3} \zeta_1^{3/2}}}{\zeta_1^{3/4}} \right\}, \end{array} \right. \quad (I2)$$

$\zeta_0 \ll -1, \quad \zeta_2 \ll 1;$
 $\zeta_0 \ll -1$
 $\zeta_2 \gg 1$

где $\bar{a}_1 = 3^{-4/3} / \Gamma(2/3)$ и $\bar{a}_2 = 3^{-1/3} / \Gamma(1/3)$ — константы, определяющиеся значениями функции Эйри и ее производной при нуле в 0 м значении аргумента: $\bar{a}_1 = u(x=0)$, $\bar{a}_2 = du/dx|_{x=0}$, которые, в свою очередь, выражаются через Гамма-функцию $\Gamma(\nu)$ при соответствующих величинах аргумента ν .

Из приведенного анализа выражений (6), (7) и (9), (10) следует, что с увеличением времени усреднения T существенно изменяются пространственная и временная зависимости спектрального состава каждого модового импульса $S_{\epsilon}(t, \omega, T)$. При этом, важная с определенных значений T , имеющее место возрастание соответствующих спектральных компонентов не приведет к улучшению разрешения модовых импульсов в частотно-временной области, поскольку и вследствие ухудшающегося разрешения по времени будет наблюдаться интерференция этих импульсов ($\Delta t_{em} < T$), приводящая к появлению вдоль траекторий $\omega_{q\epsilon}(t)$ на плоскости $\omega - t$ дополнительной интерференционной модуляции по сравнению с модуляцией, характеризующейся частотными зависимостями исходного спектра импульса и амплитуд мод. В результате этих процессов на плоскости $\omega - t$ будут наблюдаться более широкие, чем каждая линия $t_{\epsilon}(\omega)$, траектории, отражающие общие дисперсионные свойства соответствующих групп модовых импульсов (мод). В предельной ситуации (при $T \rightarrow \infty$) даже такие уширенные траектории на плоскости $\omega - t$ будут сливаться, вследствие интерференции уже различных групп модовых импульсов, которые в конечном счете (при $T^{-1} = 0$) сформируют спектр

импульсного сигнала в океаническом волноводе, отличающийся от исходного $S_0(\omega)$ интерференционной модуляцией, обусловленной возбуждением определенного количества $L(\omega)$ мод. Естественно, что разрешение модовых импульсов на плоскости $\omega - t$, т.е. отделение каждого последующего $l + 1$ от предыдущего l импульса, возможно лишь при выполнении определенных условий:

$$\Delta t_{l,l+1} = r \left| \frac{1}{c_{re}(r,\omega)} - \frac{1}{c_{r,l+1}(r,\omega)} \right| > T, \quad (I3)$$

$$\Delta \omega_{l,l+1} = \left| \omega_{qe}(r,t) - \omega_{q,l+1}(r,t) \right| > \frac{2\pi}{T}, \quad (I4)$$

которые можно записать в виде одного неравенства

$$\Delta t_{l,l+1} \cdot \Delta \omega_{l,l+1} > 2\pi, \quad (I5)$$

определяющего обычную разрешающую способность спектрального анализа и выражающего собой одно необходимое и достаточное условие для разрешения модовых импульсов. Выполнение неравенства (I3) необходимо для разделения модовых импульсов по временам прихода, зависящим от частоты, а (I4) — по частотам, изменяющимся со временем; поэтому, ясно, что должно существовать оптимальное значение времени усреднения $T = T_{opt}$, при котором наиболее отчетливо разрешаются соответствующие импульсы на плоскости $\omega - t$. Это значение

$$T_{opt} = \sqrt{2\pi \frac{\Delta t_{l,l+1}}{\Delta \omega_{l,l+1}}} \quad (I6)$$

определяется из условий (I3), (I4) при формальной замене их соответствующими равенствами.

Представляет интерес запись уравнений (I3), (I4) и (I5), а также выражения (I6) в приближении ВКБ, которое хотя и описывает достаточно хорошо поле лишь при многомодовом режиме распространения, причем только для мод относительно высоких номеров $l \gg 1/30, 3l/$, тем не менее позволяет сравнительно легко выполнять оценки необходимых величин. Поскольку в условиях многомодового распространения акустических сигналов в стратифицированных океанических волноводах разделение модовых импульсов возможно лишь на значительных расстояниях (см./7, I4, I6/), на которых наиболее энергетическими остаются только их спектральные компоненты, не взаимодействующие с дном (см./10, 2I-25/), то здесь остановимся на решении соответствующей задачи для глубоководного океанического волновода с подводным звуковым каналом и акустически прозрачным дном. В этом случае дисперсионное уравнение для ξ_l запишется в неявном виде $l(\xi_l)/30, 3l/$:

$$k_0 J_l(z') = \pi(l - \alpha), \quad (I7)$$

$$J_l(z') = \int_{z'}^{z_{\text{сн}}} \sqrt{n^2(z, r) - \xi_l^2 / k_0^2} dz,$$

$$\alpha = \begin{cases} 1/4, & z' = 0 \\ 1/2, & z' = z_{\text{св}} \end{cases}.$$

Здесь $k_0 = \omega / c_0$, $c_0 = c(z_0, r = 0)$ - минимальное значение скорости звука $c(z, r)$ вблизи источника ($r = 0$) на глубине $z = z_0$, соответствующей оси подводного звукового канала; $n(z, r) = c_0 / c(z, r)$ - показатель преломления; $z_{\text{сн}}$, $z_{\text{св}}$ - глубины нижних и верхних точек поворота мод: $n(z_{\text{сн}}, r) = n(z_{\text{св}}, r) = \xi_l / k_0$; значение $z' = 0$ соответствует свободной поверхности океана и отвечает модам, у которых отсутствуют верхние точки поворота. Если теперь воспользоваться стандартной заменой разностей соответствующих величин в (I3), (I4) на их дифференциалы (см.

/7, 14, 27, 28/), а для нахождения производных dt_e/dl и $d\omega_{qe}/dl$ воспользоваться дисперсионным уравнением (17), то в результате таких простых преобразований получим следующие соотношения:

$$\Delta t_{e, l+1} \approx \frac{2\pi}{\omega} \frac{r}{D_e(z', r) |\hat{\beta}_e(r)|} > T, \quad (18)$$

$$\Delta \omega_{e, l+1} \approx \frac{\omega}{(l-\infty)(1+d_e(z', r))} > \frac{2\pi}{T}, \quad (19)$$

в которых величины: $D_e(z', r)$ - длина цикла брэгговского луча, покидающего горизонт $z = z_0$ под углом $\theta_e = \arcsin(\xi_e/\kappa_0)$ (отсчитываемым по вертикали) /30, 31/; $\hat{\beta}_e(r)$ - инвариант прост-равнотенно-частотной интерференционной структуры поля заданной группы мод /32, 33/; $d_e(z', r)$ - функция, существенно зависящая от темпа изменения с частотой фазовой скорости моды $c_{qe} = \xi_e/\omega$, - определяются выражениями следующего вида:

$$D_e(z', r) = \frac{2c_0}{c_{qe}(r)} \int_{z'}^{z_{eH}} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z, r) - (c_0/c_{qe}(r))^2}}, \quad (20)$$

$$\hat{\beta}_e(r) = - \frac{c_{re}^2(r)}{c_{qe}^2(r)} \frac{dc_{qe}(r)}{dc_{re}(r)}, \quad (21)$$

$$d_e(z', r) = \frac{\omega^2 D_e(z', r)}{\pi c_{qe}^2(r)(l-\infty)} \frac{dc_{qe}(r)}{d\omega}. \quad (22)$$

С использованием соотношений (18), (19) из (15) найдем необходимое и достаточное условие

$$\frac{r / (\ell - \varepsilon)}{D_e(z', r) \left| \hat{\beta}_e(r) \right| (1 + \alpha_e(z', r))} > 1 \quad (23)$$

для разрешения в частотно-временной области модовых импульсов, распространение которых в стратифицированных океанических волноводах описывается в приближении КБ, а из (16) – соответствующее выражение для оптимального времени усреднения

$$T_{\text{opt}} = \frac{2\pi}{\omega} \sqrt{\frac{r(\ell - \varepsilon)(1 + \alpha_e(z', r))}{D_e(z', r) \left| \hat{\beta}_e(r) \right|}} \quad (24)$$

при скользящем спектральном анализе этих импульсов.

Следует отметить, что соотношения (18), (19) и (23) не только обобщают на случай плавнонеоднородных по трассе волноводов, но и существенно уточняют соответствующие неравенства, ранее полученные для тонально-импульсных сигналов с эффективной шириной спектра $\Delta\omega_s \leq 2\pi/T_s$ (см./7, 28/), где T_s – длительность и х излучения источником, и широкополосных импульсных сигналов (см./14, 33/) в плоскостных волноводах. В самом деле, в соответствующих соотношениях работ /7, 14, 28, 33/ отсутствует член $\alpha_e(z', r)$ (22); это привело, например, в /28/ к некорректному физическому выводу о том, что на значительных расстояниях, на которых выполняется аналогичное (18) условие, разрешение модового импульса с номером ℓ не зависит от конкретного вида функции $n(z, r)$, описывающей изменение показателя преломления с глубиной z (см. неравенство (7) в /28/). Несостоятельность этого утверждения вполне очевидна, поскольку оно равносильно, например, заведомо ошибочному утверждению о независимости критических частот мод (или частот Ω_e (см. (7)) от характерных параметров функции $n(z, r)$ (конкретный пример см. ниже), так как неравенство (7) в /28/, а также аналогичное ему здесь (19), является приближением условия (14) для разрешения модовых импульсов по частоте. Кроме

того, в /28/ сделано ошибочное утверждение о том, что при $(\partial^2 \xi_e(\omega) / \partial \omega^2)|_{\omega=\omega_c} = 0$, где $\omega_c = 2\pi/T_c$, а T_c - период несущей частоты, групповые скорости всех мод в диапазоне частот $\omega_c - \Delta\omega_s/2 \leq \Delta\omega \leq \omega_c + \Delta\omega_s/2$ равны (в приближении ВКБ) и модовые импульсы не разрешаются, поскольку все они приходят одновременно. Дело в том, что уравнение $\partial^2 \xi_e / \partial \omega^2 = 0$, как уже отмечалось выше (см. здесь выражение (7)), соответствует экстремальным значениям групповых скоростей мод, достигаемым на различных частотах $\omega = \Omega_e$, поэтому даже при выполнении равенств в а $C_{re}(\Omega_e) = \text{const}$ модовые импульсы на этих частотах будут разрешаться при выполнении условия (I4) (или (I9)); причем даже лучше, чем на частотах $\omega = \omega_{qe}$, поскольку вблизи $\omega = \Omega_e$ дисперсионное расщепление модовых импульсов с расстоянием происходит существенно медленнее (см. (8)). Естественно, что лишь при пересечении частотных зависимостей групповых скоростей $C_{re}(\omega_{em}) = C_{rm}(\omega_{em})$ мод с номерами l и m на определенной частоте $\omega = \omega_{em}$ разрешение соответствующих модовых импульсов становится невозможным при $\omega = \omega_{em}$.

С целью иллюстрации высказанных выше критических замечаний и по результатам работы /28/ рассмотрим дисперсионные свойства подводного звукового канала, характеризующегося простейшей билинейной зависимостью квадрата показателя преломления от глубины:

$$n^2(z, r) = \begin{cases} 1 + a_1(r)(z - z_0), & 0 \leq z \leq z_0(r) \\ 1 - a_2(r)(z - z_0), & z \geq z_0(r) \end{cases}, \quad (25)$$

где плавно изменяющиеся с расстоянием параметры $a_1(r)$ и $a_2(r)$ определенным образом связаны с изменениями по трассе градиента скорости звука выше и ниже оси канала соответственно. Выражен и е для групповой скорости канальных мод (не взаимодействующих с поверхностью и дном океанического волновода) с использованием ВКБ и адиабатического приближений запишется в следующем виде:

r

$$c_{re}(\omega, r) = \frac{r}{\int_0^r \frac{1 - \frac{2}{3} (\omega_e(r)/\omega)^{2/3}}{c_0(r) \sqrt{1 - (\omega_e(r)/\omega)^{2/3}}} dr} , \quad (26)$$

где критическая частота

$$\omega_e(r) = \omega_d \left(l - \frac{1}{2} \right), \quad \omega_d = \frac{3}{2} \frac{\pi a_2(r) c_0(r)}{1 + \frac{a_2(r)}{a_1(r)}} \quad (27)$$

каждой моды существенно зависит от характерных параметров $a_1(r)$ и $a_2(r)$ подводного звукового канала. Нетрудно убедиться, что при $\omega = \Omega_e = 2\sqrt{2} \omega_e$ частотная зависимость (26) имеет максимум:

$$c_{re}(\Omega_e, r) = \frac{3r}{2\sqrt{2}} / \int_0^r \frac{dr}{c_0(r)} , \quad (28)$$

поэтому все модовые импульсы на частотах Ω_e приходят одновременно; однако, несмотря на это, они могут быть разрешены при выполнении условия (14), которое с учетом выражения для ω_d (см. (27)) теперь запишется в следующем виде:

$$\Omega_{e+1} - \Omega_e = \omega_d > \frac{2\pi}{T} , \quad (29)$$

зависящем, как и отмечалось выше, от характерных параметров подводного звукового канала. При этом условие (13) для разрешения по времени соседних модовых импульсов, например, на частоте $\omega = \Omega_{e+1}$ с использованием (26), (27) запишется в следующем виде:

$$\Delta t_{\ell, \ell+1}(\Omega_{\ell+1}) = \left[\frac{1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\ell - 1/2}{\ell + 1/2} \right)^{2/3}}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\ell - 1/2}{\ell + 1/2} \right)^{2/3}}} - \frac{2\sqrt{2}}{3} \right] \times \int_0^r \frac{dr}{c_0(r)} > T. \quad (30)$$

Для модовых импульсов высоких номеров ($\ell \gg 1$) неравенство (30) существенно упрощается и его можно представить в более наглядной форме:

$$\frac{\sqrt{2}}{27\ell^2} \int_0^r \frac{dr}{c_0(r)} > T. \quad (31)$$

Из (31) следует, что при фиксированном расположении корреспондирующих точек в подводном звуковом канале (25) разрешение спектральных компонентов $\omega = \Omega_{\ell}$ модовых импульсов возможно, но существенно усложняется с ростом их номера ℓ , поскольку для этого требуется значительное уменьшение времени усреднения, приводящее к ухудшению разрешения их по частоте (см. (29)) и уменьшению амплитуды соответствующих спектральных компонентов (см. (7)).

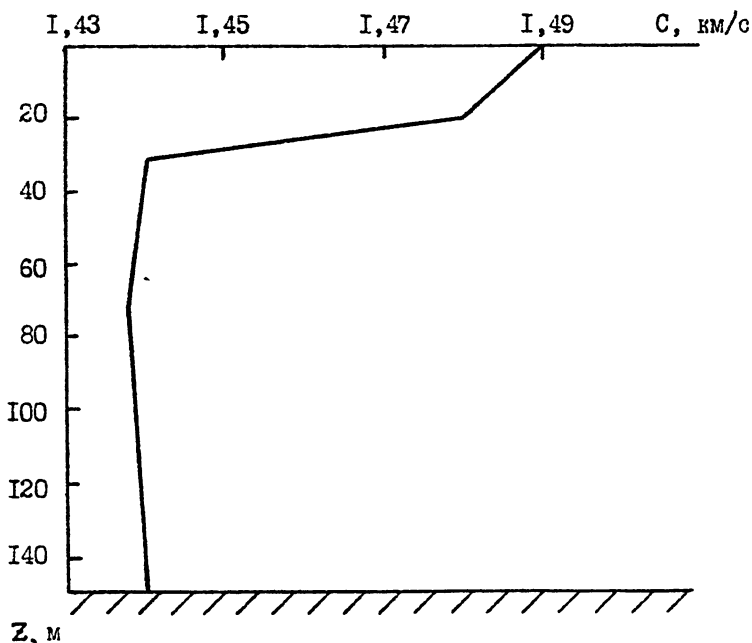
Таким образом, приведенный выше анализ соотношений (29), (31), полученных здесь для конкретной глубинной зависимости показателя преломления (25), убедительно доказывает несостоятельность сделанных в /28/ утверждений относительно разрешения модовых импульсов в плоскостных волноводах.

В заключительной части данной работы остановимся на кратком рассмотрении влияния частотных зависимостей амплитуд мод A_{ℓ} на результаты скользящего спектрального анализа (7) широкополосных импульсных сигналов. Как отмечалось в /25/, такой анализ взрывных сигналов, распространяющихся в мелководных океанических волноводах, приводит к появлению на плоскости $\omega - t$ линий $t_{\ell}(\omega)$ (или их групп), соответствующих модовым импульсам (или группам таких импульсов), время распространения спектральных компонентов которых увеличивается с уменьшением частоты; в глубоководных же океа-

нических волноводах при наличии звукового канала наблюдаются обратные зависимости $t_c(\omega)$, характеризующиеся увеличением времени распространения с ростом частоты. При этом на поведение спектральных составляющих $S_c(t, \omega_{ge}(t), T)$ модовых импульсов вдоль соответствующих им траекторий $t_c(\omega)$ на плоскости $\omega - t$ существенно влияла лишь модуляция с характерной частотой $f_n = 1/T_n$, обратно пропорциональной периоду T_n первой пульсы ω и t и газообразных продуктов взрыва в жидкости, присущей исходному спектру $S_0(\omega)$ взрывного сигнала; каких-либо особенностей в поведении $S_c(t, \omega_{ge}(t), T)$, обусловленных частотными зависимостями амплитуд мод, в /II-13, 21-25/ замечено не было. Последнее объяснялось, по-видимому, тем, что в глубоководных океанических волноводах излучение и прием взрывных сигналов осуществлялись на оси звукового канала или вблизи нее, поэтому возбуждались все возможные при заданном $S_0(\omega)$ моды, частотные зависимости амплитуд которых имели квазимонотонный вид. При проведении же аналогичных экспериментальных исследований в мелководных океанических волноводах, хотя и возбуждалось достаточное количество мод, однако, вследствие взаимодействия акустических волн с поглощающим и рассеивающим осадочным слоем дна, модовые импульсы высших номеров из-за большего затухания не проявлялись в $S(t, \omega, T)$ на тех значительных расстояниях, которые выбирались для разрешения соответствующих зависимостей $t_c(\omega)$. Именно ввиду отсутствия какой-либо целостной картины линий $t_c(\omega)$ на плоскости $\omega - t$ не наблюдались и особенности в их поведении, обусловленные частотными зависимостями амплитуд мод (см./II-13, 25/). Однако, например, в глубоководных океанических волноводах при определенном расположении корреспондирующих точек относительно оси подводного звукового канала будет наблюдаться своеобразная фильтрация мод определенных номеров, обусловленная существованием соответствующих точек поворота Z_{nc}, Z_{gc} ; в результате чего возможна относительно резкая частотная зависимость амплитуд мод, способная существенно повлиять на формирование поля при таких условиях. Следствием такой частотной зависимости амплитуд мод является, например, обнаруженный в /34/ эффект минимального дифракционного расплывания зон конвергенции акустического поля на определенной выделенной частоте $\omega = \omega_0$, обусловленный возбуждением при $\omega = \omega_0$ одного единственного и наиболее узкого мода

зого пучка, т.е. существованием для определенной группы мод узкого максимума функции $|A_c|^2$ от ℓ . Как следует из (6), этот же эффект, но при распространении широкополосных импульсных сигналов может проявиться таким образом, что на частоте $\omega = \omega_0$ будет наблюдаться их минимальное дисперсионное расплывание во времени, т.е. частотная зависимость ширины $\Delta t(\omega)$ функции $S(t, \omega, T)$ будет иметь минимум при $\omega = \omega_c$. При обнаружении такого эффекта в глубоководных океанических волноводах необходимо значительное разнесение корреспондирующих точек по Γ для заметного проявления дисперсионных эффектов и разрешения модовых импульсов, причем это горизонтальное расстояние должно соответствовать зоне акустической освещенности. Этот же эффект может наблюдаться и при распространении широкополосных импульсных сигналов в мелководных океанических волноводах, но только при достаточном количестве возбуждаемых мод, для чего необходима регистрация взрывных сигналов на относительно близких расстояниях от источника, на которых пусть даже не разрешаются отдельные модовые импульсы, а идентифицируются лишь определенные их группы, однако затухание акустических волн вследствие взаимодействия их с дном еще не существенно повлияло на спектральный состав модовых импульсов различных номеров $1 \leq \ell \leq L$.

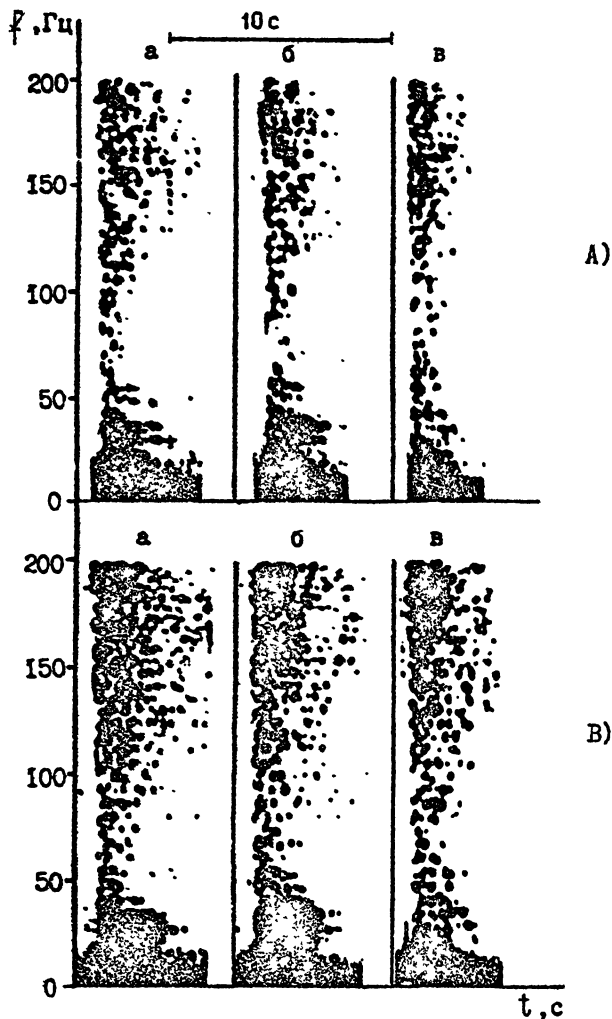
Необходимые условия для наблюдения эффекта минимального дисперсионного расплывания широкополосных импульсных сигналов на определенной частоте, являющегося следствием проявления существенной частотной зависимости амплитуд мод, были выполнены при проведении соответствующих экспериментальных исследований в мелководном районе Мирового океана, аппроксимированная для конкретных расчетов зависимость скорости звука от глубины z кот о р о м представлена на рис.1. Для генерации широкополосных импульсных сигналов дальнего использования использовались взрывные источники с тротильным эквивалентом $Q_0 = 0,38$ кг, которые подрывались на глубине $z_s = 50$ м; прием взрывных сигналов осуществлялся на два ненаправленных одиночных гидрофона, располагавшихся на глубинах $z_r = 50$ м и $z_r = 120$ м соответственно. Из приведенных на рис.2 в плотностной записи результатов скользящего спектрального анализа взрывных сигналов при $T = 0,2$ с видно, что хотя отдельные модовые импульсы не разрешаются на плоскости $f - t$, однако на частоте $f_0 \approx 65$ Гц существенно проявляется минимум времени звучания Δt взрывных сиг-



Р и с. I

Кусочно-линейная аппроксимационная зависимость скорости звука $C(Z)$ от глубины Z в водном слое мелководного океанического волновода ($0 \leq Z \leq 145$ м) в районе проведения экспериментальных исследований.

налов. С целью интерпретации полученных экспериментальных данных были выполнены необходимые расчеты с использованием модовой теории; при этом подводный грунт моделировался однородным жидким полупространством со скоростью звука $C_g = 1550 \div 1600$ м/с и плотностью среды $\rho_g = 1600$ кг/м³. Из приведенных на рис. 3, 4 результатов расчетов можно сделать следующие выводы. Во-первых, на формирование взрывного сигнала в точках приема существенно повлияло рассеяние акустических волн неровностями подводного грунта, в результате проявления которого время звучания его спектральных компонентов увеличилось за счет рассеянных сигналов почти на два по-



Р и с. 2

Представленные в плотностной записи на плоскости частота - время звучания ($f - t$) результаты скользящего спектрального анализа (I) взрывных сигналов, принятых на различных глубинах $z_r = 50$ м - (А), $z_r = 120$ м - (В) и расстояниях $r = 0,7$ км - (а), $r = 1,4$ км - (б), $r = 2,5$ км - (в)

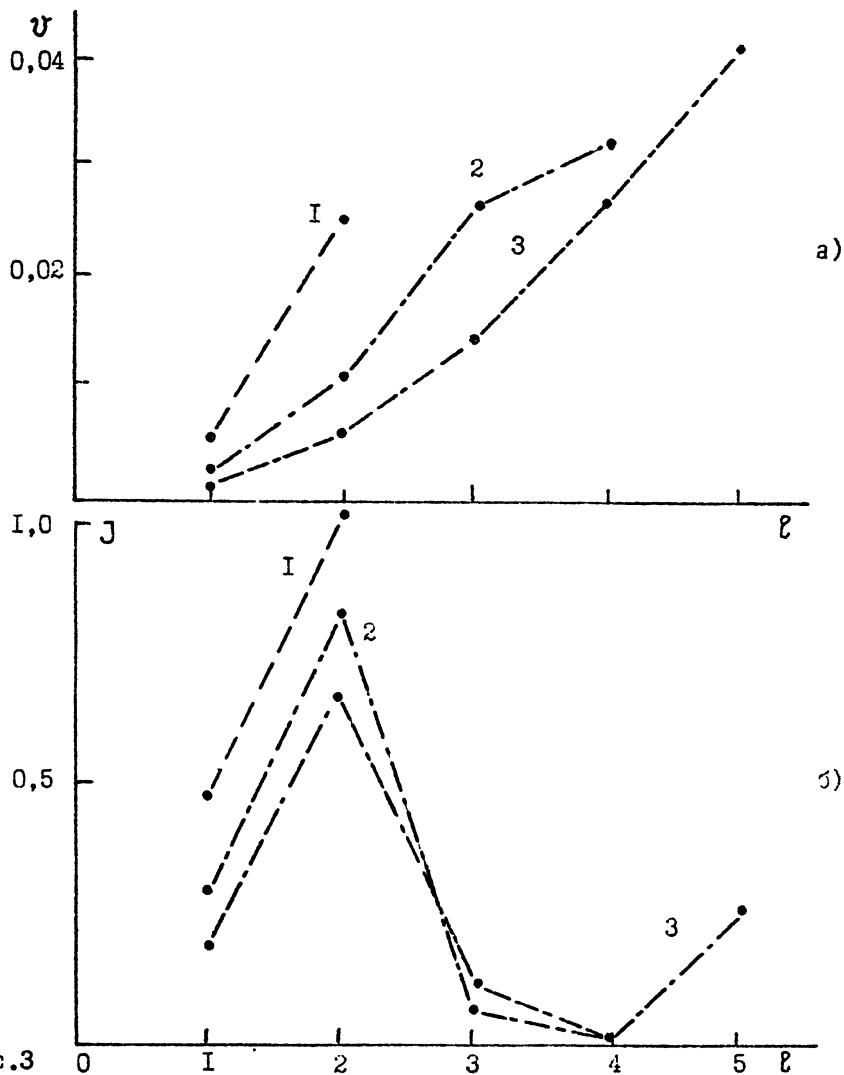


Рис. 3

Теоретические зависимости от номера моды: l : (а) - безразмерной величины $v = c_0 / c_{re}(f)$ - I, характеризующей отличия групповой скорости c_{re} моды от соответствующего асимптотического при $f \rightarrow \infty$ значения c_0 ; (б) - ее безразмерной интенсивности $J = |A_e(f)|^2 / |A_2(f, \infty)|^2$ на глубине $z_r = z_s = 50$ м, рассчитанные для различных частот $f = f_1 = 30$ Гц - 1, $f = 50$ Гц - 2, $f = 70$ Гц - 3 при определенных акустических характеристиках подводного грунта $c_g = 1,55$ км/с, $\rho_g = 1,6 \cdot 10^3$ кг/м³. Значения соответствующих величин указаны точками, которые для их идентификации соединены штриховой и штрихпунктирной линиями

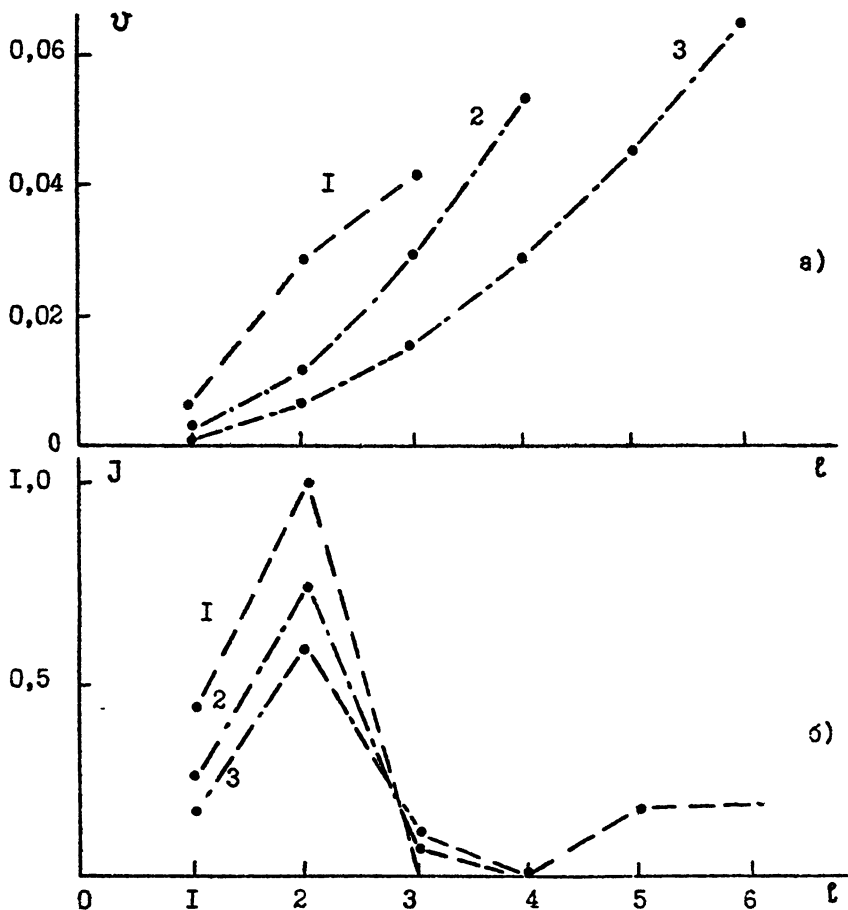
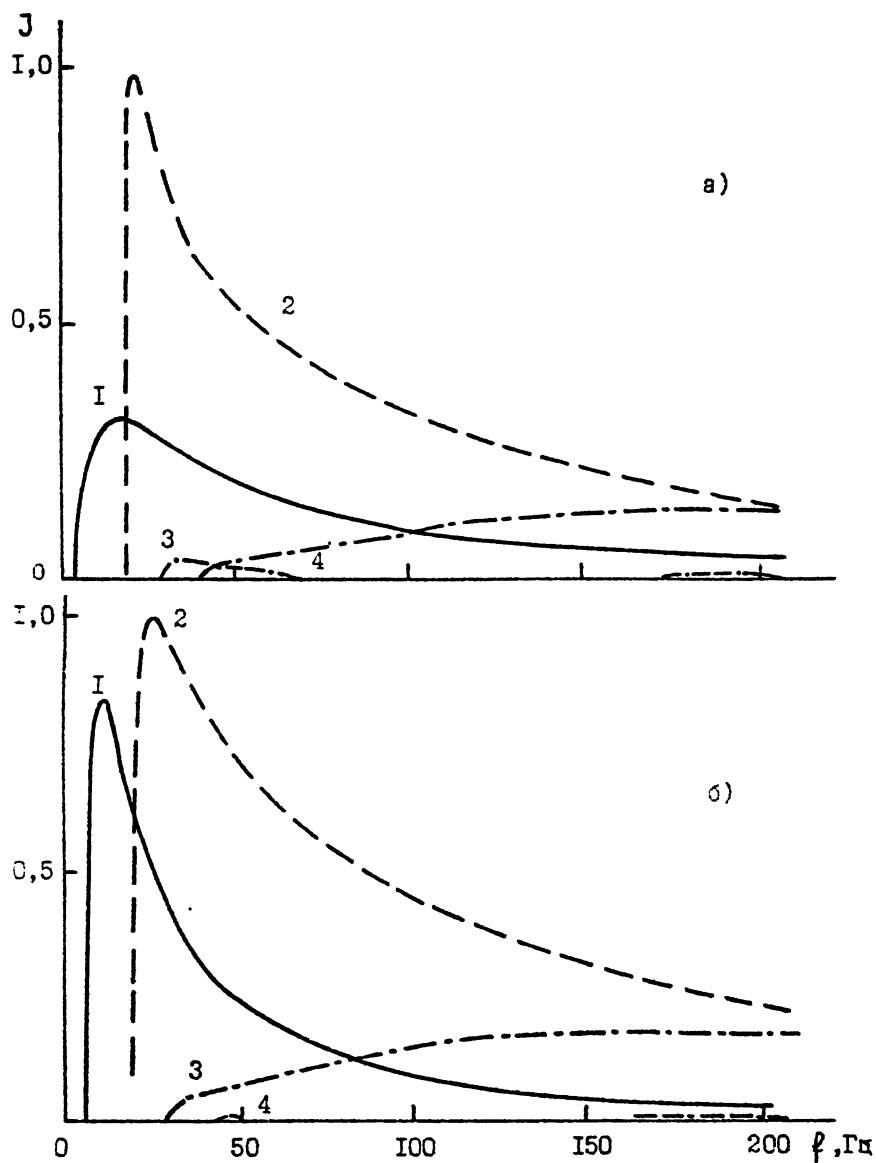
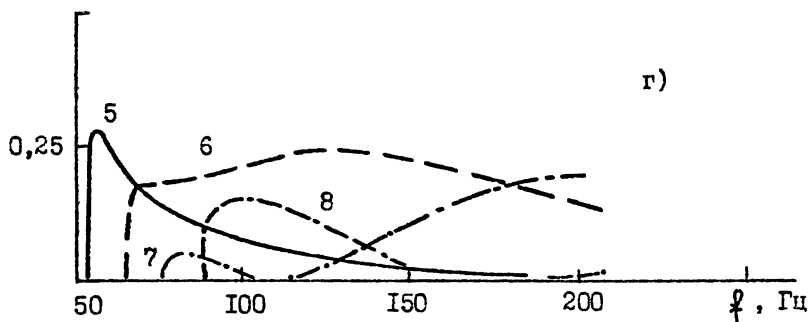
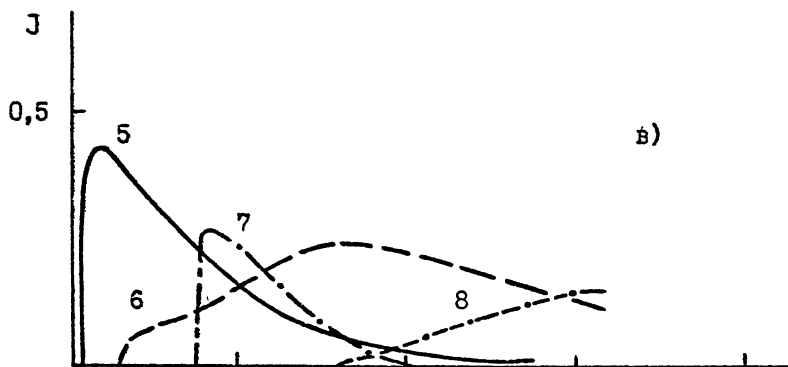


Рис. 4 Теоретические зависимости от номера моды l : (а) - безразмерной величины $\nu = c_0 / c_{gr}(l)$ - I, характеризующей от - лия групповой скорости c_{gr} моды от соответствующего асимптотического при $f \rightarrow \infty$ значения c_0 , (б) - ее безразмерной интенсивности $J = |A_2(l)|^2 / |A_2(f)|^2$ на глубине $z = 120$ м ($z_s = 50$ м), рассчитанные для различных частот $f = f_1 = 30$ Гц - 1, $f = 50$ Гц - 2, $f = 70$ Гц - 3 при определенных акустических характеристиках подводного грунта $c_0 = 1,6$ км/с, $\rho_0 = 1,6 \cdot 10^3$ кг/м³. Значения соответствующих величин указаны точками, которые для их идентификации соединены штриховой и штрихпунктирной линиями



Р и с. 5



Р и с.5

Зависимости от частоты φ безразмерной интенсивности $J = |A_\ell(\varphi)|^2 / \max \{ |A_2(\varphi)|^2 \}$ для мод различных номеров $\ell = 1, 2, 3, 4$ - (а), (б), $\ell = 5, 6, 7, 8$ - (в), (г), которыми и отмечены соответствующие кривые, при двух глубинах приема $Z_r = 50$ м - (а), (в), $Z_r = 120$ м - (б), (г) и $Z_s = 50$ м, $C_g = 1,55$ км/с, $\rho_g = 1,6 \cdot 10^3$ кг/м³

рядка; в противном же случае, как следует из расчетов групповых скоростей мод (см. рис. 3а, 4а), длительность звучания одних только когерентных спектральных компонентов взрывного сигнала не превышала бы величины $\Delta t \lesssim 0,1$ с. Следовательно, здесь рассеяние сыграло положительную роль, поскольку именно рассеянные импульсы, существенно увеличившие длительность всего взрывного сигнала, позволили обнаружить минимум зависимости $\Delta t(\varphi)$. Во-вторых, как и утверждалось выше на основании качественного обобщения результатов /34/, появление минимума в зависимости $\Delta t(\varphi)$ обусловлено аналогичным /34/ поведением частотных зависимостей амплитуд мод, при котором с увеличением частоты значение единственного выделенного максимума функции $|A_c(\ell)|^2$ при $\ell = 2$ уменьшается, впрочем: как и остальных, а при $\varphi > \varphi_0$ появляется дополнительный выделенный максимум, соответствующий модам более высоких номеров, величина которого, как видно из приведенных на рис. 5 зависимостей $|A_c(\varphi)|^2$, может сравниваться с максимумом $|A_c|^2$ при $\ell = 2$ и даже заметно превышать его значение.

В заключение сформулируем основные результаты выполненных исследований:

- 1) проведено последовательное теоретическое рассмотрение и скользящего спектрального анализа достаточно широкополосных импульсных сигналов, распространяющихся в плавnoneоднородных по трассе океанических волноводах;
- 2) получены необходимые и достаточные условия (I3), (I4) и (I5) для разрешения в частотно-временной области модовых импульсов, а также - выражение для оптимального времени усреднения (I6) при скользящем спектральном анализе;
- 3) аналогичные ((I3)-(I5)) соотношения (2I)-(23) получены с использованием ВКБ приближения для модового представления поля в подводном звуковом канале, обобщающие и существенно уточняющие ранее известные;
- 4) проанализировано влияние существенной частотной зависимости амплитуд мод на поведение спектральных компонентов соответствующих модовых импульсов, результатом которого является обнаруженный экспериментально эффект минимального дисперсионного расплывания взрывных сигналов на определенной выделенной частоте в мелководном океаническом волноводе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта: 94-02-06071-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: A scheme for large-scale monitoring//Deep-Sea Res. A. - 1979. - V.26, N 2. - P.123-161.
2. Forbes A.M.G., Munk W.H. Global ocean warming: An acoustic measure?//J.Phys.Oceanogr. - 1989.-V.19, N 11. - P.1765-1778.
3. Голубев В.Н., Петухов Ю.В. Параметры звукового канала в осадочном слое глубоководного океанического волновода//Акуст.журн. - 1991. - Т.37, № 1. - С.196-202.
4. Бурлакова И.Е., Петухов Ю.В., Славинский М.М. Определение акустических характеристик дна океанических волноводов методом доплеровской томографии//Акуст.журн. - 1989. - Т.35, № 6. - С.1015-1020.
5. Вировлянский А.Л., Малахов А.Н., Славинский М.М. О возможности различения лучей в волноводе по углам их приходов с помощью линейной антенны//Изв.вузов. - Радиофизика. - 1985. - Т.28, № 7. - С.889-895.
6. Fitzgerald R.M., Guthrie A.N., Nuttle D.A., Shaffer J.D. Influence of the subsurface sound channel on long-range propagation paths and travel times//J.Acoust.Soc.Amer. - 1974. - V.55, N 1. - P.47-53.
7. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: Rays and modes //Rev.Geophys.and Space Phys. - 1983. - V.21, N 4.-P.777-793.
8. Clark J.G., Legters G.R., Weinberg N.L. Long-range Atlantic acoustic multipath identification//J.Acoust.Soc.Amer. - 1983. - V.73, N 5. - P.1571-1580.
9. Denham R.N., Kibblewhite A.C. Hydroacoustic signals from the CHASE-V explosion//J.Acoust.Soc.Amer. - 1969. - V.45, N 4. - P.944-956.
10. Barker P.H., Denham R.N., Kibblewhite A.C. Long-range sound -

- propagation study in the Southern Ocean-Project Neptune//J. Acoust.Soc.Amer. - 1966. - V.38, N 4. - P.629-643.
- II. Baracos 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.
- I2. Mackenzie K.V. Long-range propagation in the shallow Bering Sea//J.Acoust.Soc.Amer. - 1973. - V.54, N 4. - P.1066-1080.
- I3. Tolstoy I. Guided waves in a fluid with continuously variable velocity overlying on elastic solid: Theory and experiment//J.Acoust.Soc.Amer. - 1960. - V.32, N 1. - P.81-87.
- I4. Чупров С.Д. Селекция мод и лучей в подводном звуковом канале//Акустика океанической среды/Под ред.Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. - М.: Наука, 1989. - С.56-64.
- I5. Кравцов Ю.А., Петников В.Г. О возможности фазовой томографии океана с использованием нормальных волн//Изв.АН СССР. ФАО. - - 1986. - Т.22, № 9. - С.992-994.
- I6. Зайцев В.Ю., Нечаев А.Г., Островский Л.А. О возможности модовой томографии океана//Акустика океанской среды/Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. - М.: Наука, 1989. - С. 98 - -107.
- I7. Лазарев В.А., Петухов Ю.В. Определение горизонтальной крупномасштабной изменчивости акустических характеристик дна мелкого моря//Акуст.журн. - 1989. - Т.35, № 5. - С.849-854.
- I8. Лобанов В.Н., Петухов Ю.В. Пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука в мелком море // Акуст.журн. - 1993. - Т.39, № 6. - С.1093-1106.
- I9. Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. О различимости мод и лучей в идеальном волноводе//Акуст.журн. - 1988. - - Т.34, № 4. - С.674-678.
20. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Оптические анализаторы. - М.: Сов. радио, 1971. - 240 с.

21. Porter R.P. Dispersion of axial SOFAR propagation in the western Mediterranean//J.Acoust.Soc.Amer. - 1973. - V.53, N 1. - P.181-191.
22. 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.
23. 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.
24. 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.
25. Лазарев В.А., Орлов Е.Ф., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. Трансформация дисперсионных характеристик в слоистонеоднородных волноводах//Акуст.журн. - 1986. - Т.32, № 2. - С.190-197.
26. Jarzynsky J., Rogers P.H., Ji-xun Zhou, Xue-zhen Zhang. Geoacoustic parameters in a stratified sea bottom from shallow-water acoustic propagation//J.Acoust.Soc.Amer. - 1987. - V.82, N 6. - P.2068-2074.
27. Полянская В.А. О поле импульсного излучателя в подводном звуковом канале//Акуст.журн. - 1959. - Т.5, № 1. - С.91-99.
28. Вировлянский А.Л. О временной структуре импульсного сигнала в подводном звуковом канале//Акуст.журн. - 1985. - Т.31, № 6. - С.790-792.
29. 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.
30. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1982. - 264 с.
31. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. - М.: АН СССР, 1957. - 502 с.
32. Буренков С.В. Особенности интерференционной структуры акустического поля в двумерно-неоднородном волноводе//Акуст.журн.

- 1989. - Т.35, № 5. - С.797-800.

33. Козин А.Б. Влияние берегового клина на частотно-временную структуру широкополосного сигнала//Акуст.журн. - 1988. - Т.34, № 4. - С.745-748.
34. Петухов Ю.В. Частотная зависимость эффекта квазипериодического распределения дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале//Акуст.журн. - 1992. - Т.38, № 5.- С.917-923.

Дата поступления статьи
18 апреля 1994 г.