

Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт
Министерства науки, высшей школы и технической политики
Российской Федерации

П р е п р и н т № 352

ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ
В СЛОИСТОНЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Е.В.Петухов

А.И.Хилько

Нижегород 1992

Петухов Д. В., Хильво А. И.

ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ В СЛОИСТОНЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ//Препринт № 352. - Нижний Новгород : НИРФИ, 1992. - 42 с.

УДК 550.341:550.345

В работе исследуются возможности определения размеров сейсмоакустического источника в слоистонеоднородной среде. В качестве моделей сред приняты упругое полупространство, упругий слой на упругом полупространстве и слой жидкости на жидком полупространстве. Аналитически и численно проанализирована структура сейсмоакустических полей в ближней и дальней зонах источника, а также функции пространственной когерентности полей. Получено, что для слоистонеоднородных сред использование зависимости пространственной когерентности от размеров источника позволяет однозначно оценить размеры источника. Анализируются возможности подобной диагностики как в дальней, так и в ближней зонах. Предложены варианты схем наблюдений и обработки сигналов, предназначенные для решения некоторых практических задач.

Решение ряда физических и геофизических задач сводится к определению некоторых параметров источников сейсмоякустических сигналов по измерениям поля в ближней или дальней зонах источника. К таким задачам относятся: апостериорное исследование очагов землетрясений /1/, очагов цунами /2, 3/, исследование и диагностика источников вибраций в упругих конструкциях /4/, изучение шумов океана /5/ и микросейсмических шумов /6/. В ряде работ /7-10/ рассматриваются особенности поведения функций пространства и когерентности в жидких и упругих волноводах. Результаты этих работ позволяют в определенной степени оценить возможности апертурного синтеза /II, I2/ при решении обратных задач. Однако для достижения удовлетворительной точности восстановления информации об источнике в большинстве задач необходимо учесть при апертурном синтезе волноводный характер распространения. Кроме этого, часто необходимо расширить класс моделей источника, и кроме дельта-коррелированных источников рассмотреть и сфазированные источники.

При решении обратных задач, к которым следует отнести задачу об определении размеров источника по измерениям излучаемого им поля, разделить вклад, который приносит в структуру поля сам источник, и вклад среды невозможно без априорной информации либо о

среде (тогда можно судить об источнике), либо об источнике (что позволяет судить о среде). Например, решение некоторых задач основывается на априорном знании параметров слоистого волновода. В частности, это задача об определении мощности взрыва /24, 25/ и задача об оценке размеров очагов цунами /13/.

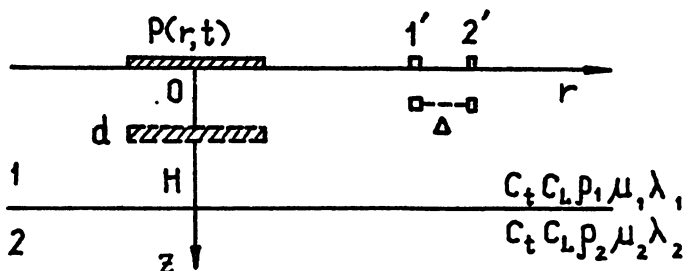
Актуальной, с практической точки зрения, является задача определения размеров источника по измерениям в ближней зоне. К таким задачам относится диагностика очагов подводных землетрясений и цунами Курило-Камчатской сейсмоактивной зоны при наблюдениях с островов Курило-Камчатской островной дуги /14/. Аналогичная ситуация может возникнуть и при диагностировании нарушений контактов в упругих конструкциях /15/. Целью настоящей работы является решение обратной задачи об определении размеров источника по измерениям в дальней и ближней зонах в слоисто-неоднородной среде. В качестве модели источника принят протяженный синфазный шумовой либо просто широкополосный источник, имеющий форму диска, а в качестве слоисто-неоднородной среды рассматриваются следующие модели: упругое полупространство, упругий слой, жестко связанный с упругим полупространством, слой жидкости на жидком полупространстве.

Работа состоит из следующих основных частей: в первом разделе рассматривается формальная постановка задачи и находятся решения задачи в общем виде. Там же получены выражения для полей в дальней и ближней зонах упругого и жидкого слоя, а в разделе 2 - результаты аналитического и численного анализа структуры полей в дальней и ближней зонах; в разделе 3 осуществляется анализ функций пространственной когерентности полей, а также зависимость и значения пространственной когерентности при фиксированной пространственной задержке от размеров источника, в четвертом разделе рассматриваются основанные на анализе структуры полей и функций пространственной когерентности методы оценки параметров источников, а также схемы измерений и обработки. В заключении перечисляются основные результаты работы, а также обсуждаются возможности практического применения предложенных методов.

I. Постановка задачи. Решение в общем виде

I.I. Модель. Решения в интегральном виде

Будем рассматривать задачу о возбуждении упругого слоя, жестко связанного с упругим полупространством, стохастическим источником, для которого вертикальная сила равномерно распределена по круглому диску. На рис. I показана модель среды и принятая система координат. (Отметим, что частный случай возбуждения такой среды сосредоточенной силой рассматривался ранее в работе /I6/).



Р и с . I

Модель среды и принятая система координат
(1', 2' - приемные системы, разнесенные на расстояние Δ)

Будем считать, что вертикальная сила $P(r, t) = f(r) \exp(i\omega t)$, где $f(r) = F_0 \delta(r)$ для точечного источника и

$$f(r) = \begin{cases} F_0 / \pi R_0^2, & r \leq R_0 \\ 0 & r \geq R_0 \end{cases} \quad \text{- для дискового источника.}$$

На основании преобразования Фурье-Бесселя имеем

$$P(r, t) = \frac{F_0 e^{i\omega t}}{\pi R_0} \int_0^{\infty} J_1(kR_0) J_0(kr) dk \quad (\text{для диска}), \quad (I)$$

$$P(r,t) = \frac{F_0 e^{i\omega t}}{2\pi} \int_0^{\infty} k J_0(kr) dk \quad (\text{для точечного источника}).$$

Известные уравнения Ламе, описывающие колебания распределенных упругих систем, можно свести в системе уравнений для скалярного φ и векторного ψ потенциалов [16]

$$\begin{aligned} \Delta \varphi - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= 0, \\ \Delta \psi - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В цилиндрической системе координат смещения u определяются через потенциалы

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r}, \\ u_z &= \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \end{aligned} \quad (3)$$

Будем искать решения системы (2) в виде

$$\begin{aligned} \varphi &= (Ae^{-\gamma_1 z} + Be^{\gamma_1 z}) J_0(kr), \\ \psi &= (Ce^{-\gamma_2 z} + De^{\gamma_2 z}) J_0(kr), \end{aligned} \quad (4)$$

где введены следующие обозначения:

$$\gamma_1^2 = k^2 - k_t^2, \quad \gamma_1'^2 = k^2 - k_t'^2, \quad \gamma_2^2 = k^2 - k_T^2, \quad \gamma_2'^2 = k^2 - k_L^2,$$

$$k_t = \omega/c_t, \quad k_L = \omega/c_L, \quad k_T = \omega/c_T, \quad k_e = \omega/c_e.$$

Учитывая "условие излучения" и воспользовавшись (3) и (4), получим

$$u_{r1} = e^{i\omega t} \int_0^{\infty} (-Ake^{-\gamma_1 z} - Bke^{\gamma_1 z} + C\gamma_1' ke^{-\gamma_1' z} - D\gamma_1' ke^{\gamma_1' z}) J_1(kr) dk, \quad (5)$$

$$u_{z1} = e^{i\omega t} \int_0^{\infty} (-A\gamma_1 e^{-\gamma_1 z} + B\gamma_1 e^{\gamma_1 z} + Ck^2 e^{-\gamma_2 z} + Dk^2 e^{\gamma_2 z}) J_0(kr) dk, \quad (6)$$

для слоя и для полупространства

$$u_{r_2} = e^{i\omega t} \int_0^{\infty} (-\epsilon k e^{\nu_2 z} - M \nu_2' k e^{\nu_2' z}) J_1(kr) dk, \quad (7)$$

$$u_{z_2} = e^{i\omega t} \int_0^{\infty} (\epsilon \nu_2 e^{\nu_2 z} + M k^2 e^{\nu_2' z}) J_0(kr) dk. \quad (8)$$

Для нахождения постоянных А, В, С, Д, Е, М воспользуемся граничными условиями

$$1. \quad \sigma_{zz} = e^{i\omega t} \int_0^{\infty} W J_0(kr) dk, \quad (9)$$

где $W = (F_0/\pi R_0) J_1(k R_0)$ - для диска и $W = F_0 k/2\pi$ - для точечного источника,

$$2. \quad \sigma_{rz_1} = 0 \quad (10)$$

для поверхности $z = 0$ и

$$3. \quad \sigma_{zz_1} = \sigma_{zz_2}, \quad (11)$$

$$4. \quad \sigma_{rz_1} = \sigma_{rz_2}, \quad (12)$$

$$5. \quad u_{z_1} = u_{z_2}, \quad (13)$$

$$6. \quad u_{r_1} = u_{r_2}, \quad (14)$$

для поверхности $z = H$ (символом σ_{ij} обозначены элементы тензора напряжений)

$$(-\lambda_1 k^2 + 2\mu_1 \nu^2)A + (-\lambda_1 k^2 + 2\mu_1 \nu'^2)B - 2\mu_1 \nu' k^2 C + 2\mu_1 \nu k^2 D = W,$$

$$2\mu_1 \nu k A - 2\mu_1 \nu' k B - \mu_1 k (k^2 + \nu'^2) C - \mu_1 k (k^2 + \nu^2) D = 0,$$

$$\begin{aligned}
& (-\lambda_1 k_c^2 + 2\mu_1 \nu^2) e^{\nu H} A + (-\lambda_1 k_c^2 + 2\mu_1 \nu^2) e^{-\nu H} B - 2\mu_1 \nu k^2 e^{\nu H} D - \\
& - (-\lambda_2 k_L^2 + 2\mu_2 \nu_2^2) e^{-\nu_2 H} \varepsilon - 2\mu_2 k^2 \nu_2' e^{-\nu_2 H} M = 0, \\
& 2\mu_1 \nu k e^{\nu H} A - 2\mu_1 \nu k e^{-\nu H} B - \mu_1 k (k^2 + \nu^2) e^{\nu H} C - \mu_1 k (k^2 + \\
& + \nu'^2) e^{-\nu H} D + 2\mu_2 \nu_2 k e^{-\nu_2 H} \varepsilon + \mu_2 (k^2 + \nu_2'^2) k e^{-\nu_2 H} M = 0, \\
& -\nu e^{\nu H} A + \nu e^{-\nu H} B + k^2 e^{\nu H} C + k^2 e^{-\nu H} D - \nu_2 e^{-\nu_2 H} \varepsilon - k^2 e^{-\nu_2 H} M = 0, \\
& -k e^{\nu H} A - k e^{-\nu H} B + \nu' k e^{\nu H} C - \nu' k e^{-\nu H} D + k e^{-\nu_2 H} \varepsilon + \nu_2' k e^{-\nu_2 H} M = 0. \quad (I5)
\end{aligned}$$

Выражая элементы тензора напряжений через потенциалы /I6/, получим систему уравнений (I5). Воспользовавшись правилом Крамера и проделав некоторые преобразования, получим выражения для скоростей смещений:

$$V_{r_1} = j C_L e^{i\omega t} \int_0^{\infty} \frac{1}{F(a)} [D_1(a) - D_2(a)] J_1(ak_L r) da, \quad (I6)$$

$$V_{z_1} = j C_L e^{i\omega t} \int_0^{\infty} \frac{1}{F(a)} [D_3(a) + D_4(a)] J_0(ak_L r) da, \quad (I7)$$

$$V_{r_2} = j C_L e^{i\omega t} \int_0^{\infty} \frac{1}{F(a)} D_5 J_1(ak_L r) da, \quad (I8)$$

$$V_{z_2} = j C_L e^{i\omega t} \int_0^{\infty} \frac{1}{F(a)} D_6(a) J_0(ak_L r) da, \quad (I9)$$

где

$$D_1(k) = -k e^{-\nu_1 z} D_A - k e^{\nu_1 z} D_B,$$

$$D_2(k) = \nu_1' k e^{-\nu_1' z} D_C - \nu_1' k e^{\nu_1' z} D_D,$$

$$D_3(k) = -\nu_1 e^{-\nu_1 z} D_A + \nu_1 e^{\nu_1 z} D_B,$$

$$D_4(k) = k^2 e^{-\nu_1 z} D_C + k^2 e^{\nu_1 z} D_D,$$

$$D_5(k) = -k e^{\nu_2 z} D_E - \nu_2' k e^{\nu_2 z} D_M,$$

$$D_6(k) = \nu_2 e^{\nu_2 z} D_E - k^2 e^{\nu_2 z} D_M,$$

$F(k)$ - главный определитель системы (I5), $D_A, D_B, D_C, D_D, D_E, D_M$ - определители, полученные из системы (I5) по правилу Крамера. (В явные выражения этих определителей входит и размер излучающего диска)

$$a = k / k_L.$$

Выражения (I6)-(I9) дают формальное решение для скорости смещения в упругом слое и упругом полупространстве для любого расстояния a от источника. Ниже нам понадобятся выражения для некоторые частных случаев, которые нетрудно получить из выражений (I6)-(I9). В частности, предполагая $C_t = C_T, C_L = C_2, \rho_1 = \rho_2, \lambda_1 = \lambda_2, \mu_1 = \mu_2$, мы получим из (I6)-(I9) выражения для скоростей смещения в упругом полупространстве:

$$V_z = \frac{F_0 \omega}{\pi R_0 \rho c_T^2} \int_0^{\infty} J_1(a k_L R_0) \frac{D_1^c(a)}{F^c(a)} J_0(a k_L r) e^{i(\omega t + \pi/2)} da, \quad (20)$$

$$V_r = \frac{F_0 \omega}{\pi R_0 \rho c_T^2} \int_0^{\infty} J_1(a k_L R_0) \frac{D_2^c(a)}{F^c(a)} J_1(a k_L r) e^{i(\omega t + \pi/2)} da, \quad (21)$$

где

$$D_1^C(a) = \sqrt{a^2 - 1} \left[(2a^2 - \beta^2) e^{k_L z \sqrt{a^2 - 1}} - (2a^2 - \beta^2) e^{-k_L z \sqrt{a^2 - 1}} \right],$$

$$F^C(a) = (2a^2 - \beta^2)^2 - 4a^2 \sqrt{a^2 - \beta^2} \sqrt{a^2 - 1},$$

$$D_2^C(a) = a \left[2 \sqrt{a^2 - 1} \sqrt{a^2 - \beta^2} e^{k_L z \sqrt{a^2 - \beta^2}} - (2a^2 - \beta^2) e^{-k_L z \sqrt{a^2 - 1}} \right]$$

$$\beta = c_L / c_T.$$

Выражения для детерминантов в случае упругого полупространства в а значительно упростились по сравнению с упругим слоем на упругом полупространстве. (Явные выражения для последнего случая не приводятся ввиду их громоздкости).

Легко получить выражения для случая жидкого слоя на жидком полупространстве произвольной глубины источника. Процедура получения таких выражений приведена в работе [17], поэтому, не повторяя вывода, мы приведем окончательные выражения: для $z < d$ (где d - глубина источника).

$$\varphi_1 = e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{1}{R_0} J_0(kr) J_1(kR_0) \frac{\sin \beta_1 z \left[\beta_1 \cos \beta_1 (H-d) + i \beta_2 \sin \beta_1 (H-d) \right]}{\beta_1 \left[\beta_1 \cos \beta_1 H + i \beta_2 \sin \beta_1 H \right]} dk, \quad (22)$$

для $H > z > d$

$$\varphi_2 = e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{1}{R_0} J_0(kr) J_1(kR_0) \frac{\sin \beta_1 d \left[\beta_1 \cos \beta_1 (H-z) + i \beta_2 \sin \beta_1 (H-z) \right]}{\beta_1 \left[\beta_1 \cos \beta_1 H + i \beta_2 \sin \beta_1 H \right]} dk \quad (23)$$

и при $z > H$

$$\varphi_3 = \frac{4\delta e^{i\omega t}}{R_0} \int_0^\infty J_0(kr) J_1(kR_0) \frac{\sin(\beta_1 d) e^{-i\beta_2(z-H)}}{\beta_1 \cos \beta_1 H + i\beta_2 \sin \beta_1 H} dk, \quad (24)$$

где $\beta_i = \sqrt{\omega^2/c_i^2 - k^2}$ при $k < \omega/c_i$, $i = 1, 2$; $\delta = \rho_1/\rho_2$.

Выражения (22)–(24), приведенные нами, несколько отличаются от выражений, приведенных в других работах [17]. Эти отличия заключаются в присутствии в подынтегральных выражениях дополнительного множителя $2J_1(kR_0)/(kR_0)$, учитывающего протяженность и форму источника.

1.2. Выражения для анализа полей в дальней и ближней зонах

Выше мы получили формальные решения для выбранных моделей 5. Известны методы анализа решений (I6)–(I9), (22)–(24) и (20)–(2I) в дальней зоне (см., например, [I6, I7]). Наметим основной ход рассуждений и представим асимптотические выражения для полей в дальней зоне, но уже с учетом протяженности источника, осуществляя аналитическое продолжение интегрирования в область комплексных аргументов. Вводя формально небольшую комплексную добавку к частоте, проведем контур интегрирования так, чтобы в нашем решении не имелось волн, распространяющихся от бесконечности и обходя разрезы в точках ветвления, пренебрежем влядом интегралов вдоль линий разрезов. В этом случае интегралы сводятся к сумме вычетов в полюсах подынтегральных функций. Для упругого слоя на упругом полупространстве имеем

$$V_{r1} \approx \pi c_L e^{i\omega t} \sum_{i=1}^{i(\omega)} \frac{D_1(a_{Ri}) - D_2(a_{Ri})}{F'_a(a_{Ri})} H_1^{(2)}(a_{Ri} k_L r), \quad (25)$$

$$V_{z1} \approx \pi c_L e^{i\omega t} \sum_{i=1}^{i(\omega)} \frac{D_3(a_{Ri}) - D_4(a_{Ri})}{F'_a(a_{Ri})} H_0^{(2)}(a_{Ri} k_L r) \quad (26)$$

для $z = 0$, где a_{Ri} – корень уравнения $F(a) = 0$, $F'_a(a_{Ri})$ – про-

изводная по Ω в точке $\Omega = \Omega_{R_i}$. Окончательно, после замены функций Ханнеля на их асимптотическое выражение, получим при $z = 0$

$$V_{r_1} \approx C_L \sum_{i=1}^{i(\omega)} \sqrt{\frac{2\pi}{a_{R_i} k_L r}} \frac{D_1(a_{R_i}) + D_2(a_{R_i})}{F'_a(a_{R_i})} e^{i(\omega t - a_{R_i} k_L r - \frac{3\pi}{4})}, \quad (27)$$

$$V_{z_1} \approx C_L \sum_{i=1}^{i(\omega)} \sqrt{\frac{2\pi}{a_{R_i} k_L r}} \frac{D_3(a_{R_i}) + D_4(a_{R_i})}{F'_a(a_{R_i})} e^{i(\omega t - a_{R_i} k_L r - \frac{\pi}{4})}. \quad (28)$$

Аналогичные выражения можно получить и для случая упругого полупространства из формул (20)–(21):

$$V_z \approx \frac{F_0 \omega}{\pi R_0 \rho C_T^2} \sqrt{\frac{2\pi}{a_R k_L r}} \frac{D_1^C(a_R)}{F^C(a_R)} J_1(a_R k_L R_0) e^{i(\omega t - a_R k_L z - \frac{\pi}{4})}, \quad (29)$$

$$V_r \approx \frac{F_0 \omega}{\pi R_0 \rho C_T^2} \sqrt{\frac{2\pi}{a_R k_L r}} \frac{D_2^C(a_R)}{F^C(a_R)} J_1(a_R k_L R_0) e^{i(\omega t - a_R k_L r - \frac{3\pi}{4})}, \quad (30)$$

где $a_R = C_{FL} / C_R$, C_R – скорость распространения поверхностной волны, $D_{1,2}^C$ и F^C определяются выражением (20) и (21). Асимптотические выражения для случая жидкого слоя на жидком полупространстве выглядят так:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \varphi'_1 + \varphi''_1 && \text{для } 0 < z < H, \\ \varphi_2 &= \varphi'_2 + \varphi''_2 && \text{для } z > H, \end{aligned} \quad (31)$$

где φ' – вклад ненаданных волн, а φ'' – вклад боковых волн. Можно показать [17], что

$$\varphi_1' \approx \left(\frac{2\pi}{H}\right) \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \sum_{n=1}^{N(\omega)} \frac{1}{\sqrt{k_n}} e^{i(\omega t - k_n r + \frac{\pi}{4})} F(x_n) \sin \frac{x_n d}{H} \sin \frac{x_n z}{H},$$

$$\varphi_2' \approx \left(\frac{2\pi\beta}{H}\right) \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \sum_{n=1}^{N(\omega)} \frac{1}{\sqrt{k_n}} e^{i(\omega t - k_n r + \frac{\pi}{4})} F(x_n) \sin \frac{x_n d}{H} \sin x_n e^{-i\beta_2^{(n)}(z-H)}$$

и

$$\varphi'' \approx \frac{2i\beta k_2}{(k_1 r)^2} e^{i(\omega t - k_2 r)} \frac{\sin(k_1 d \mu) \sin(k_1 z \mu)}{\mu^2 \cos^2(k_1 H \mu)} \quad \text{при } C_1 < C_2, \quad z < H,$$

$$\varphi'' \approx \frac{2i\beta k_2}{(k_1 r)^2} e^{i(\omega t - k_2 r)} \frac{\text{sh}(k_1 d \nu) \text{sh}(k_1 z \nu)}{\nu^2 \text{ch}^2(k_2 H \nu)} \quad \text{при } C_1 > C_2, \quad z < H,$$

где

$$F(x_n) = \frac{2 J_1(k_n R_0) x_n}{x_n - \sin x_n \cos x_n - \beta^2 \sin^2 x_n \text{tg} x_n},$$

$$x_n = H \sqrt{\omega^2 / C_1^2 - k_n^2}, \quad \beta_2^{(n)} = \sqrt{\omega^2 / C_2^2 - k_n^2},$$

x_n - корни уравнения $\text{tg} x/x = i/\beta n \beta_2$, $\nu = \sqrt{C_1^2/C_2^2 - 1}$, $\mu = \sqrt{1 - C_1^2/C_2^2}$, $k_n = \omega/C_n$; выражения, полученные для упругого и жидкого слоистых волноводов имеют характерный вид. Поле в этом случае представляет из себя сумму мод, каждая из которых характеризуется коэффициентом возбуждения и скоростью распространения, зависящими от частоты. В случае упругого полупространства картина качественно иная - распространяется только

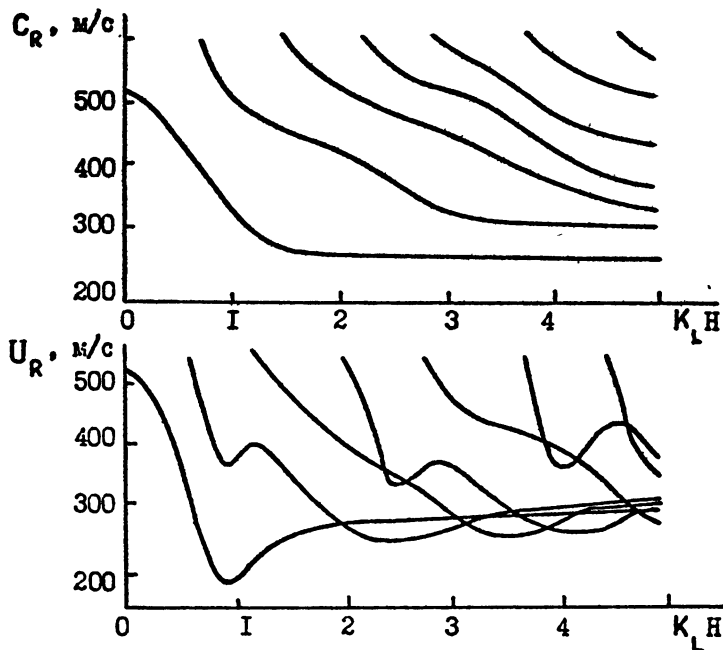
одна поверхностная волна и дисперсии не наблюдается.

Для анализа ближней зоны простых выражений получить не удастся. Следует отметить, что поля вблизи источников практически и не изучены /18/. Это в большей степени касается упругих сред. Известны отдельные результаты вычисления законов спада ближнего поля в жидком слое, приведенные в работе /19/. Единственным возможным методом анализа ближних полей является прямое численное интегрирование выражений (16)–(21). Ниже будут представлены результаты анализа структуры ближних полей в случае упругого полупространства, а также жидкого слоя на жидком полупространстве.

2. Структура поля

2.1. Структура поля для упругого волновода в дальней зоне

Из выражений (27), (28) следует, что решение представляется в виде суммы нормальных волн, характеризующихся зависимостью от частоты скорости распространения и коэффициента возбуждения. В зависимости от частоты может возбуждаться различное число мод. Можно ввести понятие амплитудно- и фазово-частотных характеристик среды (среду можно представлять в виде четырехполюсника, на входе которого мы имеем силовое воздействие, а на выходе – поле смещений в точке наблюдения). При распространении широкополосного сигнала его амплитудный спектр будет деформироваться в зависимости от частотной характеристики среды, а фазовый спектр – из-за наличия дисперсии. На рис.2 приведены результаты численного анализа зависимости от параметра K_c фазовой и групповой скорости. В отличие от жидкого волновода, не существует области, в которой волновод не возбуждается. На низких частотах существует мода, скорость распространения которой приближается к скорости распространения Релевской волны в полупространстве. Особенности дисперсионных характеристики в достаточной степени исследованы в других работах (см./16/), поэтому перейдем к частотным характеристикам среды. На рис.3а сплошными линиями показаны численно рассчитанные частотные характеристики в случае точечного источника. (Номера около кривых обозначают номера мод). Амплитудно-частотная характеристика первой моды на высоких час -

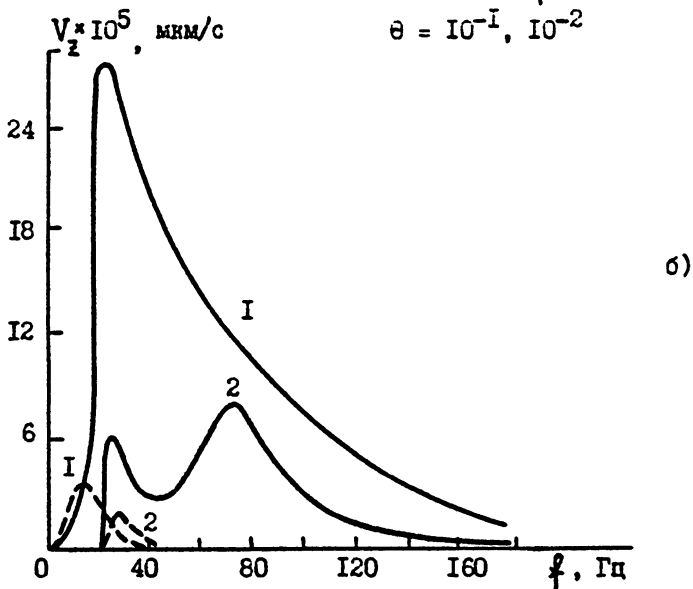
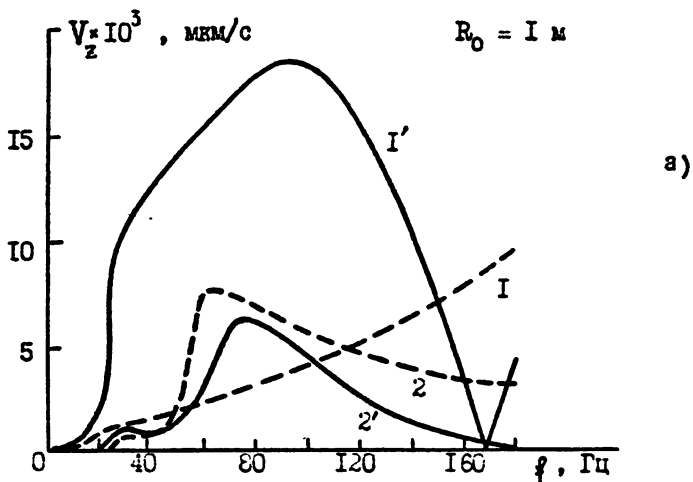


Р и с. 2

Зависимость фазовой и групповой скоростей от параметра $K_L H$ (первые семь мод) ($H = 5$ м, $C_t = 300$ м/с, $C_T = 600$ м/с, $\lambda_2 = \mu_1$, $\lambda_2 = \mu_2$, $\rho_1 = \rho_2 = 2 \cdot 10^3$ кг/м³)

тотых приближается к характеристикам упругого полупространства, для которого скорость смещения пропорциональна $\omega^{3/2}$. В следующих модах наблюдаются максимумы, по частоте совпадающие с минимумами групповых скоростей. В целом можно сделать вывод о том, что первая мода вносит определяющий вклад в энергию сигнала, особенно хорошо это проявляется на высоких частотах.

При увеличении размеров источника частотная характеристика претерпевает значительные изменения. На рис.3а приведены частотные характеристики первых двух мод при размерах источника $2R_0 = 2$ м. На частотную характеристику оказывает влияние множитель $2J_1(kR_0)/(kR_0)$, что приводит к убыванию частотной характеристики на высоких частотах. Появляются также нули, соответствующие нулям функции Бесселя первого рода.



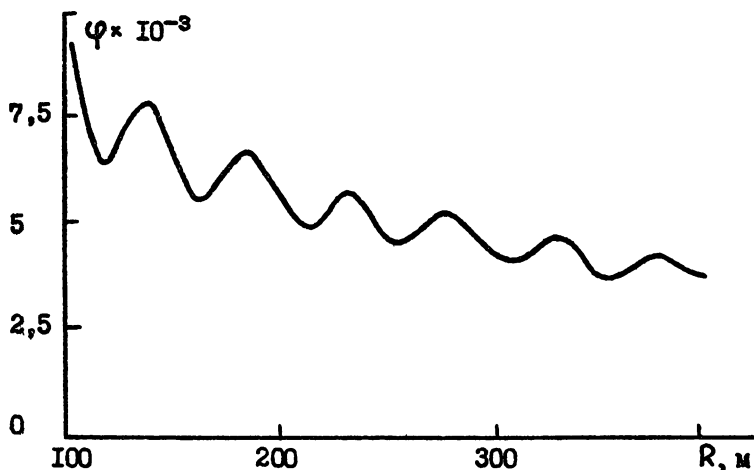
Р и с. 3

Амплитудно-частотные характеристики упругого слоя на упругом полупространстве для первых двух мод (I - первая мода, 2 - вторая мода) (а - пунктирными линиями обозначены АЧ характеристики для точечного источника, сплошными - для источника размером 1 м, б - сплошные линии обозначают АЧ характеристики при $\theta = 10^{-2}$, пунктирные - $\theta = 10^{-1}$)

В практических экспериментах мы всегда имеем дело в диссоциацией в среде. Это обстоятельство также приводит к деформации и вида частотных характеристик среды. Для оценки влияния затухания будем считать, что затухание в слое и полупространстве одинаковы, а декремент затухания θ — заданным. Вводя в выражение для амплитуд компонент скорости смещения множитель $\exp[-\theta \omega r / 2C_R]$, учтем затухание в среде. (Вид множителя, учитывающего затухание, получен полуэмпирическим путем из сейсмических наблюдений). На рис. 36 показаны частотные характеристики для первых двух мод в случае, когда декремент затухания был равен 10^{-1} и 10^{-2} . На основании подобных вычислений можно сделать вывод о том, что практически основной вклад в поле в дальней зоне дают несколько первых мод.

2.2. Поле в дальней зоне жидкого слоя, лежащего на жидком полупространстве

Анализ структуры поля в дальней зоне жидкого слоя на полупространстве осуществляется на основании выражений (31). В отличие от случая упругого волновода, в случае жидкого волновода мы имеем диапазон частот, в котором моды не возбуждаются. Вклад в поле на таких частотах дают неоднородные боковые волны. Неоднородные волны играют заметную роль на близких расстояниях от источника. Каналовые волны спадают относительно медленно (как $1/\sqrt{r}$), что приводит к заметному влиянию боковых волн только на низких частотах. Каналовые волны по своим свойствам близки к каналовым волнам в упругом слоистом волноводе. Дисперсионные и частотные зависимости для случая жидкого слоя на жидком полупространстве исследовались в ряде работ [19], поэтому мы кратко остановимся только на зависимости частотных характеристик от затухания и размеров источника. Как и в предыдущем случае, увеличение размеров источника приводит к деформации частотных характеристик, в частности ослабляются высокие частоты и подчеркиваются низкие. Появляются также нули, обусловленные наличием множителя $2J_1(kR_0)/(R_0k)$. Влияние затухания в целом также сводится к подавлению высоких частот, однако зависимость от частоты может быть иной из-за влияния шероховатостей стенок волновода [20].

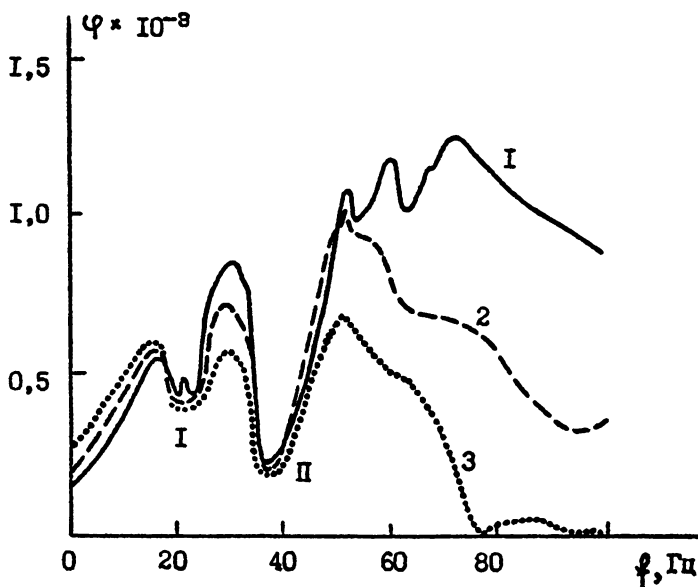


Р и с . 4

Спадание поля в жидком волноводе на частоте, несколько превышающей первую критическую частоту ($C_1 = 1500 \text{ м/с}$, $C_2 = 2250 \text{ м/с}$, $\rho_1 = 1 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 2 \text{ кг/м}^3$, $H = 25 \text{ м}$, $d = 10 \text{ м}$, $z = 5 \text{ м}$)

Остановимся еще на одном явлении, которое имеет место в случае, когда возбуждаются две или более мод в упругом волноводе и когда возбуждается область частот, несколько превышающих первую критическую частоту. В этих случаях имеет место интерференция мод или интерференция первой моды с боковой волной. На рис. 4 приведена зависимость потенциала от расстояния до источника на частоте, немного превышающей критическую. При увеличении частоты такая интерференция практически не сглаживается из-за относительно малого вклада боковой волны в общую энергию по сравнению с модой. Хорошо известна и интерференция мод. Она имеет место в волноводах любого типа на частотах, при которых возбуждаются две или более моды. Интерференция мод будет появляться и в пространстве координат и в пространстве частот. Пространственная интерференционная структура хорошо изучена [21], мы же продемонстрируем влияние интерференции мод на частотную характеристику. На рис. 5 показана численно полученная амплитудно-частотная (АЧ) ха-

рактика для точечного и протяженного источников. Можно выделить зоны (I и II), в которых происходит активная интерференция. В первой зоне интерферируют боковая волна и первая мода, тут из-за относительной слабости энергии боковой волны интерференция проявляется слабо. В зоне II интерферируют первая и вторая моды - интерференция сказывается сильнее. Протяженность источника приводит к ослаблению высоких частот относительно низких, а также к появлению провалов, вызванных действием функции Бесселя первого рода. Из-за интерференции частотная характеристика становится более изрезанной (рис.5).



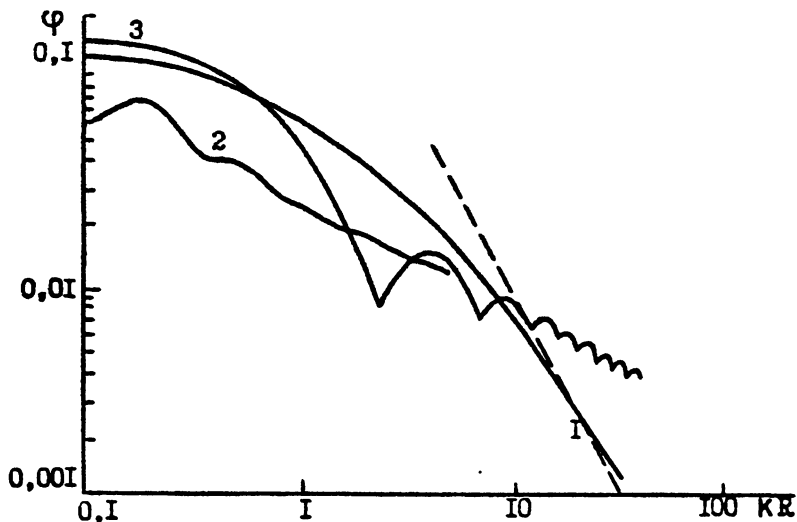
Р и с . 5

АЧ характеристика при различных размерах источника
 (сплошная линия - точечный источник, штриховая линия $R_0 = 10$ м,
 линия из точек - $R_0 = 50$ м,
 параметры волновода указаны на рис.4)

2.3. Поле ближней зоны в жидком волноводе

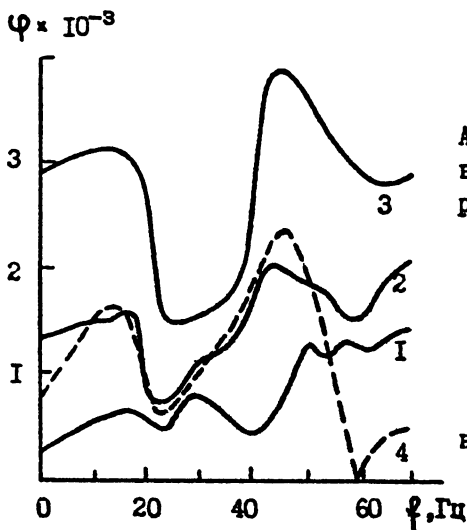
Асимптотические выражения (31) являются приближенными. По мере приближения к источнику ошибка в значении полей, полученных с помощью асимптотических выражений, увеличивается. Не сможем мы также получить необходимой особенности в точечном источнике. Для правильного анализа ситуации в ближней зоне мы вынуждены воспользоваться общими решениями (22)–(24). Эти выражения являются точными и правильно отражают ситуацию как в ближней, так и в дальней зонах источника. Волны, составляющие поля в дальней зоне, вблизи источника еще не сформировались. Можно считать, что непосредственно около источника вклад в поле дают неоднородные волны, имеющие сплошной спектр, боковые волны и волны, захваченные волноводом. На рис.6. показаны полученные численно законы спада поля вблизи от источника для трех различных частот (1 – ниже критической, 3 – немного больше критической и 2 – значительно больше критической). Для сравнения с тем, что дает применение асимптотических формул, приведены зависимости спада поля, полученные по формуле (31). Физически можно считать, что мы находимся в дальней зоне, если мнимой частью сопротивления излучения можно пренебречь. Количественно можно оценить точность асимптотических формул, исходя из кривых, приведенных на рис.6. Здесь пунктирными линиями показаны зависимости, полученные по приближенным формулам. Считая допустимой ошибку 10%, получаем, что асимптотические формулы применимы с расстояний $kR \sim 20$.

Как уже указывалось, в ближней зоне существенную роль играют неоднородные и боковые волны. Это приводит к деформации частотной характеристики, что особенно хорошо видно в области низких частот, так как для низких частот при фиксированном расстоянии до источника в длинах волн мы находимся ближе и вклад неоднородных и боковых волн становится более существенным. На рис.7 приведены частотные характеристики для различных расстояний до источника. Как и в дальней зоне увеличение размеров источника приводит к появлению провала, обусловленного функцией Бесселя первого рода, а также к подавлению высоких частот (на рис.7 частотные характеристики для источников различных размеров показаны пунктирными линиями).



Р и с. 6

Спадание поля в ближней зоне в жидком волноводе (кривые 1 и 2 получены при следующих параметрах: $C_1 = 1500$ м/с, $C_2 = 2500$ м/с, $\rho_2/\rho_1 = 2$, $H = 25$ м, $d = 7,5$ м; $Z = 15$ м; кривая 3 - при параметрах, указанных на рис.4; пунктирные кривые построены по асимптотическим формулам)



Р и с. 7

АЧ характеристики, полученные в точках, лежащих на различных расстояниях от источника (1 - расстояние до источника $R = 10$ м, $Z = 5$ м; 2 - $R = 1$ м, $Z = 5$ м; 3 - получена на расстоянии $R = 1$ м и глубине $Z = 7$ м; параметры волновода указаны на рис.4, пунктиром обозначена АЧ при $R = 0,3$ м, $Z = 5$ м и $R_0 = 50$ м)

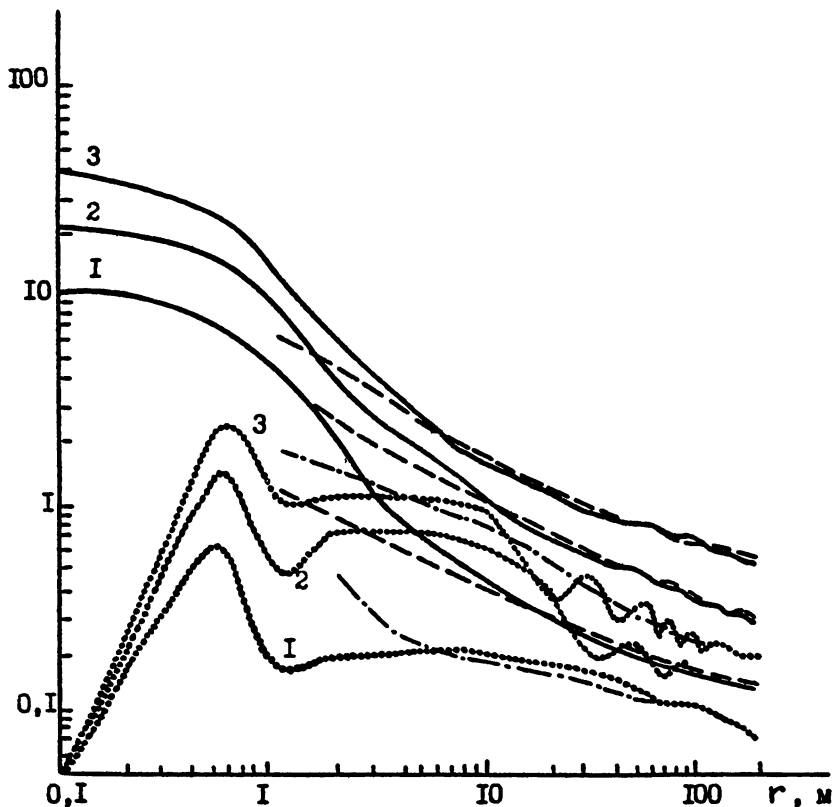
2.4. Ближняя зона упругого полупространства

Численный анализ выражений (I6)-(I9) вызывает определенные трудности из-за громоздкости формул. В связи с этим, мы упростим задачу и рассмотрим ближнее поле упругого полупространства. Основываясь на результатах такого анализа и используя данные, полученные в пунктах 2.1 и 2.3, мы проанализируем струи u и v в ближнем поле в упругом слое на упругом полупространстве.

В отличие от жидкой среды в упругом полупространстве возбуждаются объемные и поверхностные волны. В ближней зоне источника эти волны еще не разделились. Характерной особенностью полей в ближней зоне является интерференция волн разного типа, которая проявляется как в зависимости полей от расстояния, так и в частотных характеристиках. На рис.8 приведены характеристики спада поля с расстоянием в ближней зоне. Первая группа кривых описывает спадание вертикальной компоненты для трех значений частоты в низкоскоростной упругой среде. Пункт $r = R_0$ на кривой показан закон спада, полученный по асимптотическим формулам (29), (30). Видно, что только, начиная с расстояния $r \approx 7\lambda_R$ (где λ_R - длина поверхностной волны), можно считать, что значения полей, вычисленных по точным формулам и асимптотическим выражениям, совпадают. Вблизи источника закон спада поля значительно отличается от закона $1/\sqrt{r}$, по которому спадает среднее поле в поверхностной волне, а также от $1/r^2$, по которому спадают объемные волны. Амплитуда горизонтальной составляющей поля достигает своего максимального значения при $r \approx R_0$ (где R_0 определяет размер источника).

Увеличение размеров источника при $P_0 = \text{const}$ приводит к деформации закона спада поля с расстоянием, причем основное изменение претерпевает поле в непосредственной близости от источника (рис.9). В ближней зоне поле быстро трансформируется по мере удаления от источника. На протяжении расстояний, равных нескольким длинам волн происходит формирование и разделение всех типов волн. О степени изменчивости поля около источника можно судить по рис.10, на котором показаны изменения частотных характеристик по мере удаления от источника. В конечном счете это влечет за собой быструю пространственную изменчивость форм

$V_{z,r}$, мм/с

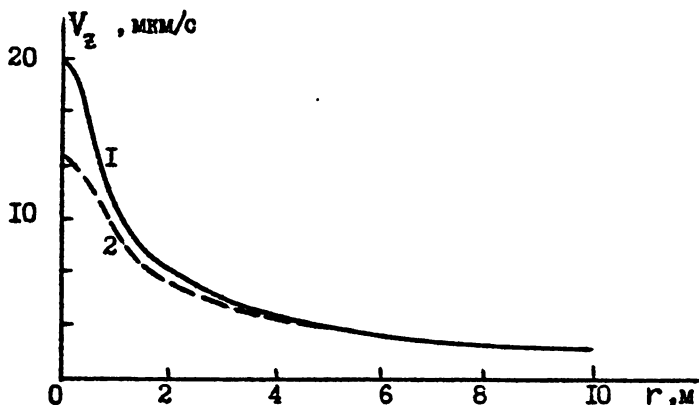


Р и с. 8

Спадание поля с расстоянием в ближней зоне.

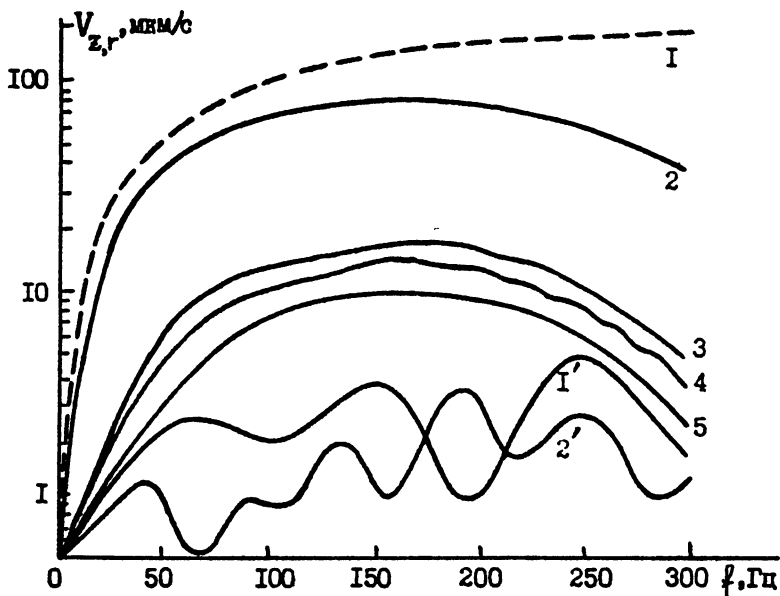
Параметры полупространства имеют следующие значения:
 $P_0 = 100$ н, $R_0 = 0,5$ м, $C_T = 300$ м/с, $\rho = 2 \cdot 10^3$ кг/м³,
 $C_L/C_T = \sqrt{3}$, $Z = +0,5196$ м. (1, 2, 3 - спадание вертикальной
 составляющей на частотах соответственно 10, 20 и 30 Гц,
 1, 2, 3 - горизонтальная составляющая.

Штриховыми линиями обозначено спадание,
 рассчитанное по асимптотическим формулам)



Р и с. 9

Спадание поля при различных размерах источника (1 - $R_0 = 1$ м, 2 - $R_0 = 0,5$ м; параметры среды указаны на рис.8)



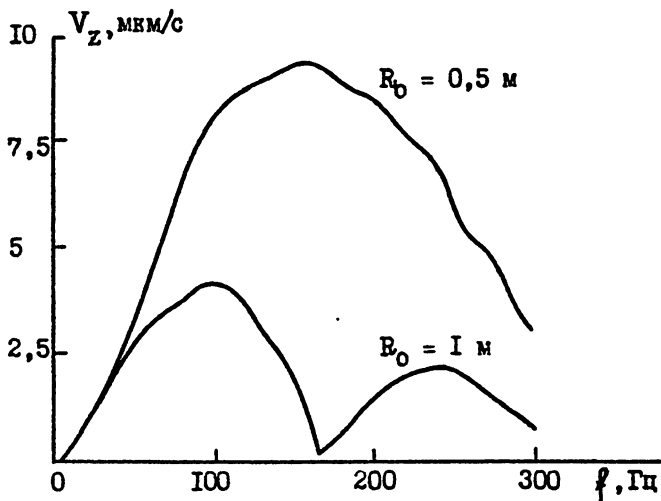
Р и с. 10

Трансформация частотных характеристик при изменении расстояния до источника в ближней зоне (1, 2, 3, 4, 5 - АЧ характеристики для вертикальной составляющей соответственно на 0, 0,5, 1, 5, 10 метрах до источника; 1' и 2' - АЧ характеристики для горизонтальной составляющей на расстояниях соответственно 5 и 10 м.

Параметры среды те же, что и на рис.8, 9)

сигнала в ближней зоне источника.

Остановимся также на влиянии размеров источника на АЧ характеристику. На рис. II показаны такие характеристики. По мере увеличения размеров источника за счет влияния функции Бесселя первого рода происходит подавление высокочастотной части амплитудно-частотной характеристики.



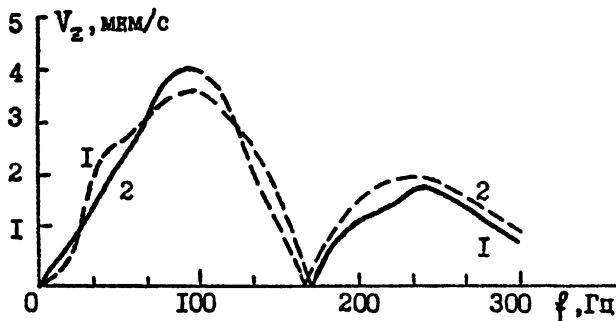
Р и с. II

Зависимость АЧ характеристики от размеров источника

2.5. Влияние слоистости на структуру ближнего поля упругого полупространства

Существование дополнительной границы раздела двух сред — слоя и полупространства — приводит к проявлению свойств, характерных для волноводных систем, т.е. структура поля становится модовой и возникает дисперсия. Как уже указывалось, прямой анализ ближнего поля в упругом слое вызывает значительные трудности в связи с резким увеличением сложности вычислений. Однако, в целом, картину можно проанализировать приближенно, используя результаты анализа ближнего поля упругого полупространства, а также дальней зоны упругого слоистого полупространства. Рассмотрим

вид частотной характеристики. Можно выделить три частотных диапазона: в низкочастотной части АЧ характеристики влияние слоистости снажется слабо, поэтому приближенно можно считать, что частотная характеристика имеет тот же вид, что и характеристика упругого полупространства, в высокочастотной области мы выходим из полученной для дальней зоны. Про промежуточный интервал частот можно сказать, что он будет характеризоваться интерференцией объемных и поверхностных волн. На рис.12 приведена амплитудно-частотная характеристика, вычисленная на основе приведенных рассуждений.



Р и с. 12

АЧ характеристика упругого слоя на полупространстве в ближней зоне (1 - слой на полупространстве, дальняя зона; 2 - полупространство, ближняя зона; $R = 20$ м, $R_0 = 1$ м)

3. Функции пространственной когерентности в слоисто-неоднородной среде

3.1. Анализ общего выражения

При анализе структуры поля в выражениях (16)-(31) мы имели дело со значением поля в некоторой пространственной точке и на фиксированной частоте. Интегрирование спектральных амплитуд дает нам поле широкополосного источника в некоторой точке упругой среды:

$$\tilde{V}(r, z, t) = \int_0^{\infty} V(r, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (32)$$

Воспользовавшись определением функции когерентности второго по -
 ряда /II/ и подставив в определение выражение (32), получим

$$\Gamma(r_1, z_1, r_2, z_2, \tau) = \int_0^{\infty} G(r_1, z_1, r_2, z_2, \omega) e^{-i\omega\tau} d\omega, \quad (33)$$

где Γ - функция пространственной когерентности, G - спектральная
 корреляционная функция (взаимная спектральная плотность). Выра-
 жение (33) является теоремой Винера-Хинчина для пространственно-
 временных координат. Исходя из предположения о том, что наш ис-
 точник является стохастическим, то-есть все точки источника из-
 лучают синфазно один и тот же шумовой сигнал, преобразуем выра-
 жение для взаимной спектральной плотности:

$$G(r_1, z_1, r_2, z_2, \omega) = |S(\omega)|^2 K_1(\omega) K_2^*(\omega), \quad (34)$$

где введены следующие обозначения: $S(\omega)$ - спектр возмущения,
 $K_{1,2}(\omega)$ - функции, описывающие трансформацию спектра средой в
 пространственно разнесенных точках. Регулярность источника по
 пространству приводит к факторизации функции G , в результате чего
 ее можно представить в виде произведения спектральных амплитуд в
 исследуемых точках пространства. Представляя функцию K_1 в виде
 отношения амплитуд поля в точке наблюдения и в точке, непосред-
 ственно примыкающей к поверхности источника, получим

$$\Gamma(r_1, z_1, r_2, z_2, \tau) = \int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 \frac{V_{\text{вых}}(r_1, z_1, \omega) V_{\text{вых}}^*(r_2, z_2, \omega) e^{i\omega\tau}}{|V_{\text{вх}}|^2} d\omega. \quad (35)$$

Предположим, что наблюдения осуществляются на одной глубине и
 процесс однороден (функция Γ зависит только от разности коорди-
 нат $r_1 - r_2 = \Delta$). В этом случае имеем для нормированного коэф-
 фициента когерентности

$$\gamma(\Delta, \tau) = \frac{\int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 \frac{V_{\text{вых}}(r, \omega) V_{\text{вых}}^*(r + \Delta, \omega) e^{i\omega\tau} d\omega}{|V_{\text{вх}}|^2}}{\left\{ \int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 \frac{|V_{\text{вых}}(r, \omega)|^2}{|V_{\text{вх}}|^2} d\omega \int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 \frac{|V_{\text{вых}}(r + \Delta, \omega)|^2}{|V_{\text{вх}}|^2} d\omega \right\}^{1/2}}, \quad (36)$$

где выражение в знаменателе является корнем из произведения энергии поля в точках наблюдения.

Следует заметить, что выражение (36) пригодно для вычислений как в ближней, так и в дальней зонах, однако в дальней зоне, где волновые процессы полностью сформировались, достаточно вычислять лишь реальную часть интеграла, стоящего в числителе (36). Обозначая нормирующий множитель символом N , окончательно имеем

$$\chi(\Delta, \tau) = \frac{1}{N} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 V_{\text{вых}}(r, \omega) V_{\text{вых}}^*(r + \Delta, \omega) e^{i\omega\tau} d\omega \right\}. \quad (37)$$

До сих пор мы рассматривали функцию пространственной когерентности для произвольного возмущения, в конкретной задаче мы будем под возмущением понимать либо потенциалы, либо их производные — смещения и скорости смещения. Анализ пространственной когерентности полей в слоистонеоднородной среде можно осуществлять, если подставить в выражение (37) формулы (16)–(31).

Прежде, чем приступить к численному анализу полученных выражений, приведем некоторые общие соображения, касающиеся свойств пространственно-временной когерентности полей в слоистонеоднородных средах. В дальней зоне структура функции пространственной когерентности для точечного источника будет определяться в основном внутри и межмодовой дисперсией. На достаточно большом расстоянии между точками наблюдения мы можем иметь в функции взаимной когерентности пики, соответствующие отдельным модам, если возбуждаются много мод волновода. При возбуждении одной моды функция взаимной когерентности определяется характером дисперсии на интервале наблюдаемых частот. Примером могут служить дисперсионные зависимости, приведенные на рис. 2. Для первой моды слабую дисперсию имеют низкие частоты $K_L H \ll 0,1$, частоты в области минимума скорости распространения (фазы Эйри), а также высокие частоты ($K_L H > 2$).

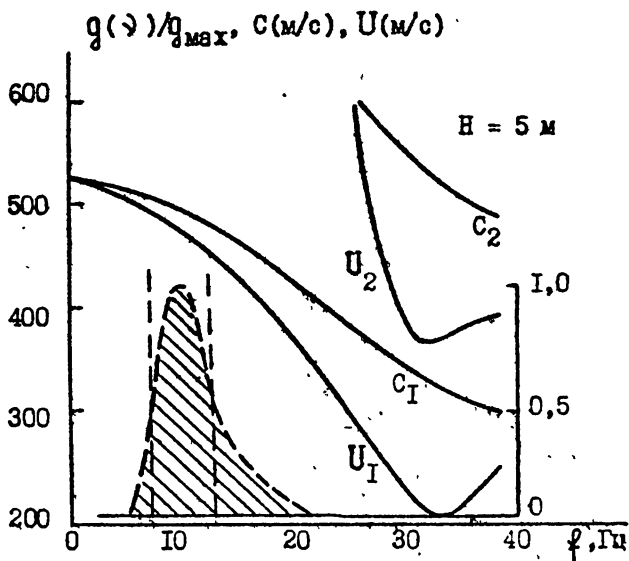
3.2. Функция пространственной когерентности в дальней зоне в упругом слое на упругом полупространстве

Для анализа пространственной когерентности в упругом слое-том полупространстве воспользуемся выражением (37) и подставим в него формулы, описывающие скорости смещения в дальней зоне упругого сложного полупространства - (I6)-(I9). Предположим, что спектр возбуждения имеет вид:

$$S(\omega) = \frac{\omega - \omega_1}{\omega_0} \exp \left\{ - \left(\frac{\omega - \omega_1}{\alpha \omega_0} \right)^2 \right\}, \quad (38)$$

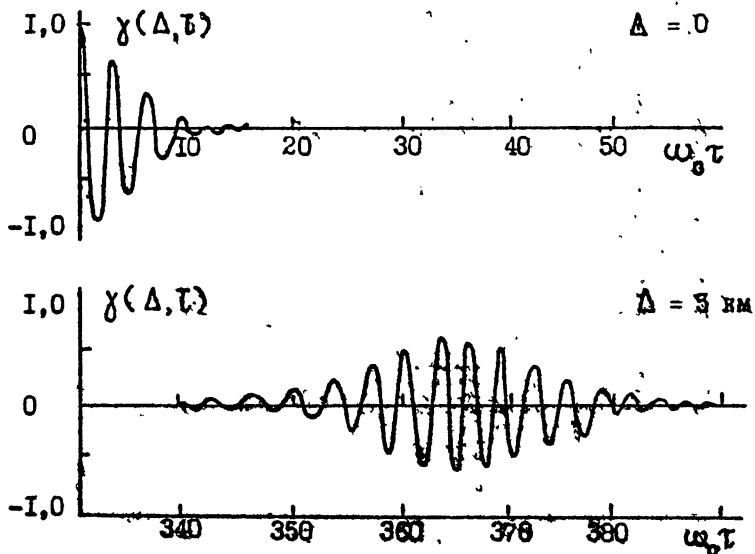
где ω_0 и ω_1 - постоянные параметры. На рис. I3 показан интервал частот, рассматриваемых при численном анализе (вертикальные пунктирные линии), а также характер дисперсии на интервале возбуждаемых частот. При выбранных параметрах возбуждается только первая мода. На рис. I4 приведены функции авто и взаимной когерентности для $\Delta = 0$ и $\Delta = 5$ км. При этом видно, что значение максимума в функции взаимной когерентности упало до значения 0,6, а пик взаимной когерентности стал значительно шире.

Обратимся теперь к зависимости пространственной когерентности от размеров источника. С этой целью зафиксируем значение пространственной задержки $\Delta = \Delta_0 = 5$ км и будем плавно увеличивать размер источника R_0 . Как мы ранее выяснили, увеличение размеров источника приводит к деформации АЧ характеристики среды в точке наблюдения. В частности, происходит подчеркивание низкочастотной части спектра при одновременном подавлении высокочастотной части. Дальнейшее увеличение размеров источника приводит к тому, что в область наблюдаемых частот попадает первый ноль функции $2J_1(kR_0)/(kR_0)$. Сначала этот ноль подавит высокие частоты спектра, далее, при увеличении R_0 , переместится в область низких частот и подавит их, в то время как высокие - опять относительно усилятся. Такая деформация спектра приведет к тому, что основная энергия сигнала будет перемещаться из области частот с одной дисперсией в область с другой, большей или меньшей дисперсией. Если продолжать увеличение размеров, аналогичная деформация будет иметь место при пересечении области наблюдаемых



Р и с. 13

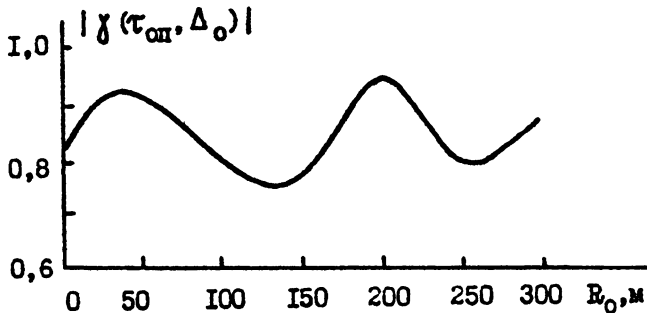
Интервал возбуждаемых частот и характер дисперсии
на этом интервале ($C_t = 300 \text{ м/с}$, $C_T = 600 \text{ м/с}$,
 $C_t/C_t = \sqrt{3}$, $P_0 = 100 \text{ в}$, $\rho_1 = \rho_2 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $H = 5 \text{ м}$, $Z = 0,5196 \text{ м}$)



Р и с. 14

ФУНКЦИИ АВТО- И ВЗАИМНОЙ КООРДИНАТНОСТИ

частот второго нуля функции $J_1(kR_0)$. В конечном счете подобные изменения в спектре приведут к циклическим изменениям в пространственной когерентности поля. На рис.15 показана численно полученная зависимость максимального значения функции пространственной когерентности от размеров источника. (Параметры задачи те же, что и при вычислениях кривых, приведенных на рис.14).



Р и с. 15

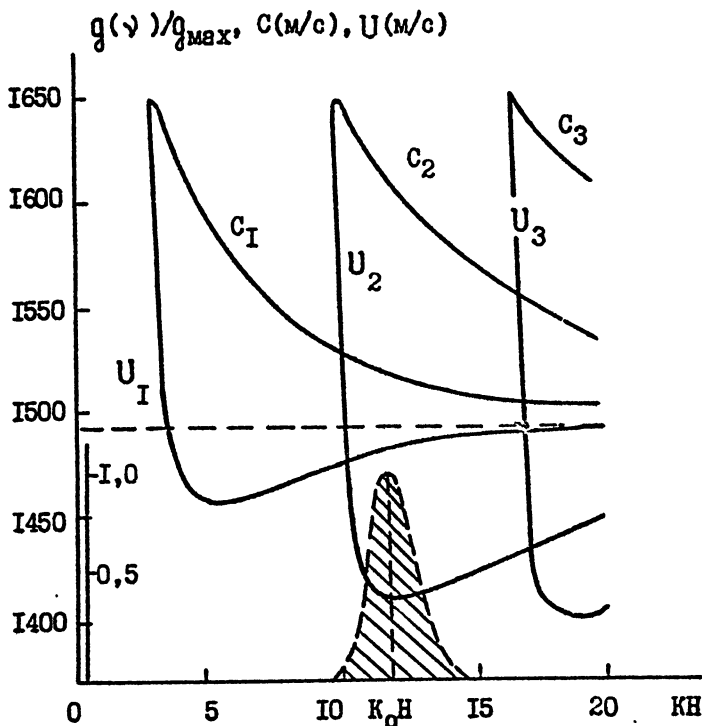
Зависимость максимального значения функции пространственной когерентности от размеров источника при фиксированной пространственной задержке

3.3. Пространственная когерентность в жидком волноводе.

Дальняя зона

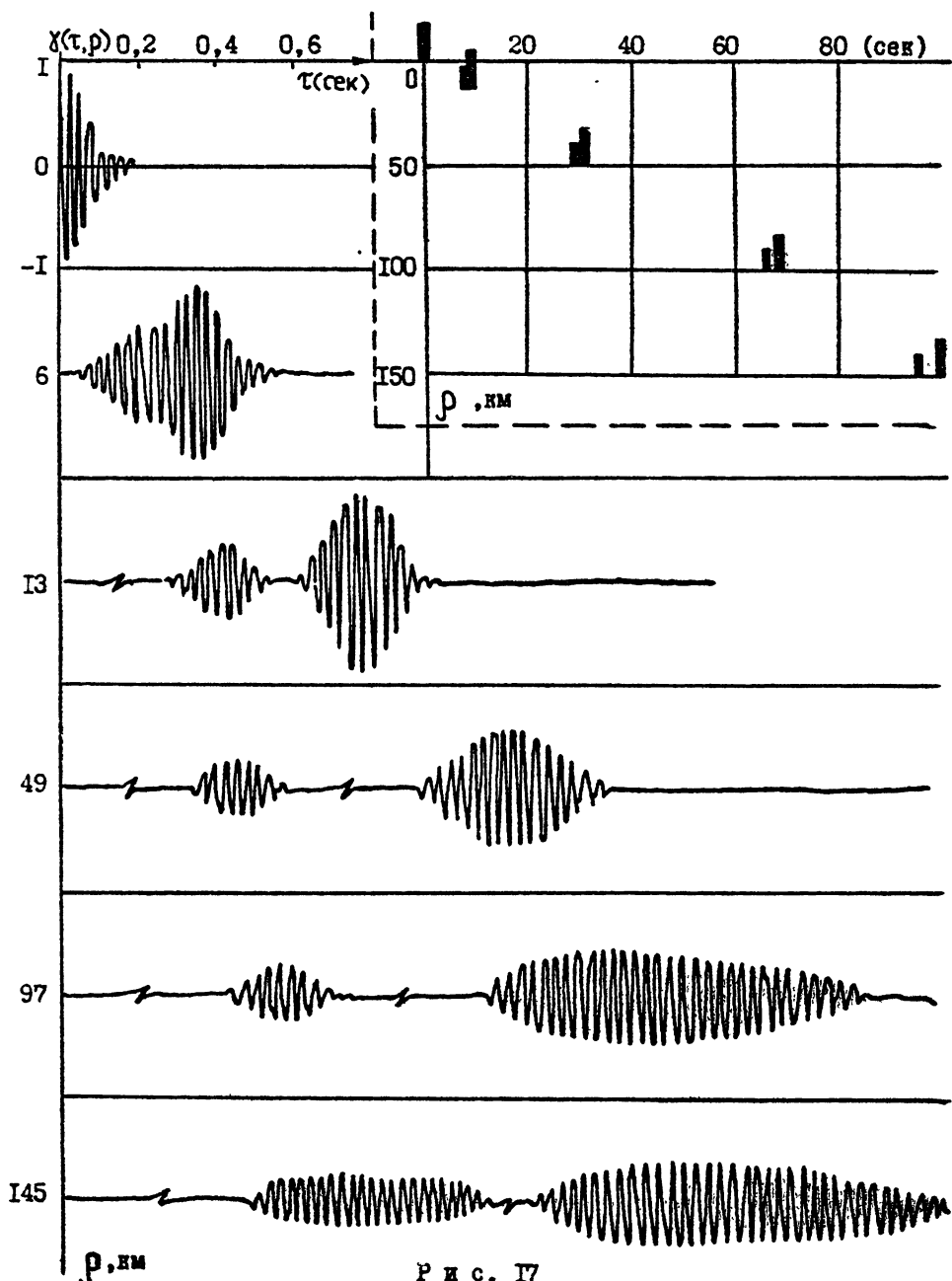
Физические закономерности, выявленные на примере упругого слоистого полупространства, выполняются и в случае жидкого слоистого полупространства. Поэтому продолжим анализ структуры функции пространственной когерентности на примере жидкого слоя в жидком полупространстве. Для численного анализа подставим в (37) формулы (31). На рис.16 приведены диапазон частот и дисперсионные характеристики анализируемого случая. Спектр в этом случае имеет вид функции Гаусса. Параметры выбраны так, что возбуждаются две моды волновода - первая и вторая. Заметим, что дисперсия первой и второй моды в диапазоне возбуждаемых частот принципиально отличаются. На рис.17 показана функция пространственной когерентности для пространственных задержек при $Z = Z_0$. Начиная с задержек $\Delta = 13$ км импульсы, соответствующие отдельным

модам, расходятся и соответственно межмодовой интерференции можно пренебречь. В зависимости от дисперсии моды меняется значение пространственной когерентности. Предположив, что предельно допустимое значение когерентности равно 0,5, можем найти радиусы пространственной когерентности: для первой моды $\Delta' = 13$ км, а для второй - $\Delta' = 145$ км. Такого рода характеристики важны при оценке точности определения направления на источник триангуляционным методом /22/, а также при расчете коэффициента усиления антенны при выделении слабого сигнала из шума. /5/.



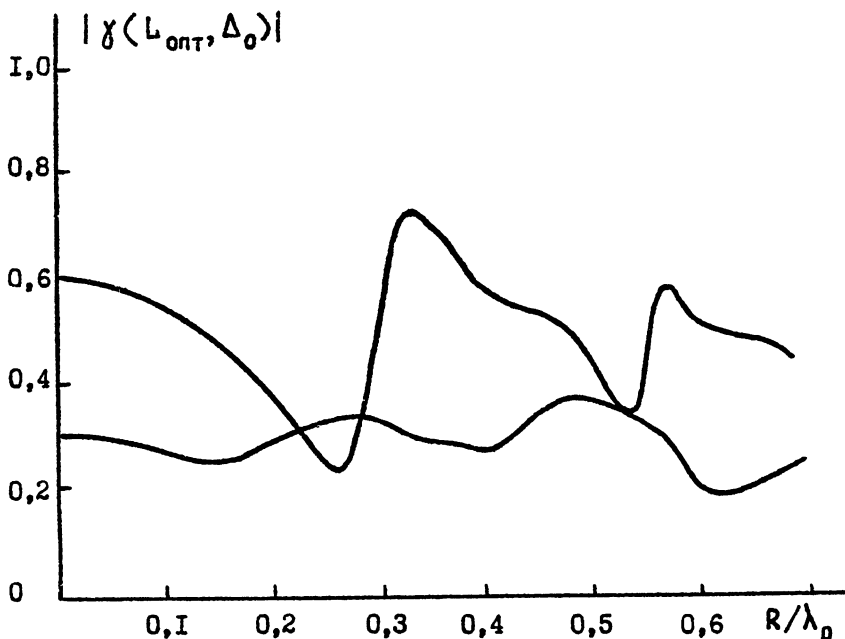
Р и с. 16

Интервал возбуждаемых частот и характер дисперсии для этих частот ($\rho_2/\rho_1 = 2$, $C_1 = 1490$ м/с, $C_2 = 1650$ м/с, $d = 20$ м, $z = 90$ м, $r = 1000$ м, $H = 100$ м)



Р и с. 17

Функция пространственной когерентности для пространственных и временных задержек



Р и с. 18

Зависимость максимальных значений функций пространственной когерентности от размеров источника для двух мод при фиксированной пространственной задержке

Выбрав пространственную задержку так, чтобы пики, соответствующие отдельным модам, разделились, построим зависимость величин максимальных значений от размеров источника. Такая зависимость показана на рис.18. В силу отличий в характере дисперсии и на наблюдаемом участке частот полученные графики для каждой из мод различны. Вид конкретных зависимостей легко объяснить из вида дисперсионной кривой и характера деформации спектра.

3.4. Анализ структуры функции когерентности в ближней зоне

При изучении когерентности в дальней зоне мы отмечали, что

разрушение пространственной когерентности является следствием действия дисперсии в среде. В соответствии с этим, в дальней зоне упругого полупространства, где дисперсии нет, разрушения пространственной когерентности в случае точечного источника не будет (мы будем иметь в каждой точке пространства неизменный спектр, единственное отличие будет состоять во временной задержке, одинаковой для всех частот). В ближней зоне ситуация иная. Хотя дисперсии, как и в дальней зоне, нет, однако, поле быстро трансформируется — формируются и выделяются объемные и поверхностные волны. Обратимся к результатам вычисления АЧ характеристик, приведенным на рис. 10. Как видно из этих рисунков, амплитудно-частотные характеристики меняются в зависимости от расстояния. Это приводит к разрушению пространственной когерентности в ближнем поле. Возвращаясь к вопросу о влиянии размеров источника на пространственную когерентность, отметим, что одинаковая модуляция спектра функцией $J_1(kR_0)/(kR_0)$, тем не менее, приведет к изменению формы сигналов в пространственно разнесенных точках наблюдения, так как модулируются разные амплитудно-частотные характеристики. В этом случае зависимость пространственной когерентности от размеров источника будет иной, чем та, что показана на рис. 15 и рис. 18, и будет определяться различиями в амплитудно-частотных характеристиках.

Наиболее быстрое разрушение функции пространственной когерентности должно происходить в ближней зоне источника, возбуждающего упругий слой на упругом полупространстве. Это связано с тем, что кроме деформации амплитудно-частотной характеристики и, в результате увеличения пространственной задержки, будет иметь место раскорреляция сигналов в результате действия дисперсии. Следует отметить, что характер дисперсии в ближней зоне будет отличаться от дисперсии, имеющей место в дальней зоне, что является следствием вклада в поле и объемных волн, обладающих собственной дисперсией.

4. Определение размеров источника

4.1. Дальняя зона упругого и жидкого слоистых волноводов

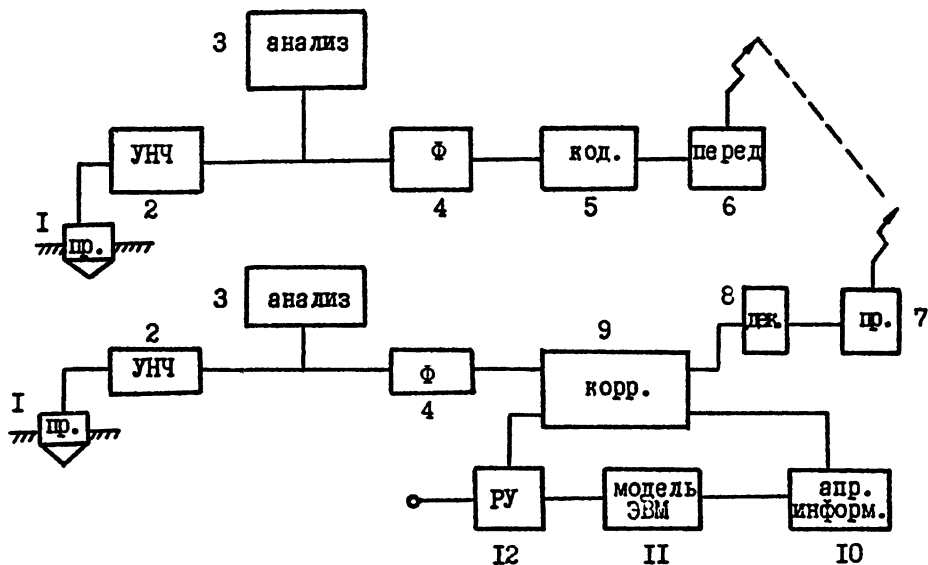
Основываясь на результатах изучения полей и функций пространственной когерентности, рассмотрим некоторые из возможных методов определения размеров. Рассмотрим, каковы возможности оценки размеров источника по измерениям в одной точке.

В основу методов оценки размеров можно положить зависимость АЧ характеристики среды от размеров источника. Как видно из рис. 3, 5, увеличение размеров источника приводит к смещению основной энергии сигнала в сторону низких частот. Кроме этого, наблюдаются провалы частот, соответствующие интерференционным минимумам, возникающим за счет протяженности источника. Следует отметить, что мы ограничиваем наши рассуждения рамками стохастической модели источника, при этом мы предполагаем, что спектр излучаемых источником частот не меняется при изменении размеров источника. На практике такое предположение правомерно не всегда. Наблюдая за изменениями в спектре принятого сигнала, на основе проведенных расчетов можно судить о размерах источника, однако такая оценка будет не однозначной, так как деформация спектра из-за изменения (например, увеличения) размеров источника будет носить циклический характер. Кроме этого, измерения будут затрудняться по мере усложнения интерференционной структуры поля в точке приема (см.рис.5). Наблюдение за нулями частотной характеристики и также затрудняется из-за присутствия в реальном сигнале шума. Тем не менее, при наблюдении спектра сигнала в одной точке возможно ответить на вопрос – произошло ли изменение размеров источника, либо не произошло. Для этого нужно иметь априорную информацию о среде и данные о спектре точечного источника. Наблюдения необходимо вести в низкочастотной части спектра, так, чтобы не сказывалось влияние интерференции мод. Сравнивая полученные спектры со спектром точечного источника, можно смещение центра тяжести спектра интерпретировать как признак увеличения размеров источника.

К настоящему времени существуют работы /2/, в которых планируется использовать обогащение низкочастотного спектра сейсми-

ческого сигнала для цунамигенных землетрясений по сравнению с нецunamiгенными в качестве одного из признаков цунамигенности. Существуют и эксперименты, в которых наблюдались указанные закономерности /22/.

Более широкие возможности для определения параметров источника открывает использование двух и более разнесенных в прост — ранстве приемников. Лучший способ, позволяющий использовать информацию сигналов, разнесенных по пространству точек, является анализ функций пространственной когерентности. Из приведенной на рис.15 зависимости пространственной когерентности от размеров источника следует, что для небольших источников возможна однозначная оценка размеров по измерениям пространственной когерентности. При этом необходимо, исходя из априорной информации, построить модель среды и рассчитать соответствующую зависимость. При значительном увеличении размеров источника, как видно из рис.15, зависимость пространственной когерентности от размеров источника становится неоднозначной. Для правильной оценки размеров источника необходимо использовать три приемника, не лежащих на одной прямой. В результате мы будем иметь две зависимости, отличающиеся друг от друга периодичностью и размахом. Сравнение полученных по двум неодинаковым зависимостям, позволяет уже однозначно определить размер источника. Другая возможность однозначной оценки появляется при возбуждении источником двух и более мод слоистого волновода. В этом случае также возможно получение двух неодинаковых зависимостей величины пространственной когерентности от размеров (см.рис.18). На рис.19 показана одна из возможных схем наблюдений и обработки сигналов, позволяющая решать некоторые практические задачи. К таким задачам можно отнести апостериорное исследование очагов землетрясений и цунами, контроль состояния упругих конструкций. В схеме решающее устройство (РУ) должно принять решение о размерах источника путем сравнения полученного экспериментального значения пространственной когерентности с расчетной зависимостью, полученной теоретически на основе априорных данных о среде и источнике.



Р и с. 19

Схема наблюдения и обработки сигналов, предназначенная для апостериорного исследования очагов цунами и землетрясений (I – приемники, 2 – усилители, 3 – спектральные анализаторы, 4 – фильтры, 5 – кодирующее устройство, 6 и 7 – передающее и приемное устройства, 8 – декодирующее устройство, 9 – коррелометр, I0 – банк апостериорных данных, II – моделирующее устройство, I2 – решающее устройство)

4.2. Возможности определения параметров в ближней зоне

В пункте 2.4 (см.рис.8) мы выяснили, что с заданной точностью находимся в дальней зоне источника, начиная с расстояний порядка нескольких длин волн поверхностной волны. Эти дистанции определяют область, где можно применять метод определения размеров источника по пространственной когерентности сигнала. Как указы –

вадось выше, существуют практические задачи, в которых наблюдение необходимо вести в ближней зоне источника. Приведенные в разделах 2.3-2.5 результаты показывают, что в ближней зоне проявляется интерференция типов волн. Кроме этого, поле в ближней зоне испытывает быструю пространственную трансформацию, что приводит к уменьшению пространственной когерентности.

В ближней зоне источника при практических наблюдениях мы можем наблюдать достаточно сильный сигнал, поэтому значительно легче выявить нулевые провалы АЧ характеристике. Следует также учесть, что интерференция, возникающая из-за присутствия в сигнале нескольких мод, в ближней зоне — слаба, так как мода в а структура еще не сформировалась. На АЧ характеристиках, показанных на рис.10, видна интерференция типов волн (объемных и поверхностных), но эта интерференция относительно слаба, особенно для вертикальной компоненты поля (для горизонтальной компоненты интерференционная изрезанность характеристики может быть более значительной). Исходя из этих соображений можно предположить, что в ближней зоне легче наблюдать изменения в спектре сигнала, возникающие при увеличении или уменьшении размеров источника. Однако, при такой схеме наблюдений остаются трудности при попытке оценить размеры источника из-за неоднозначности метода. Можно предположить, что использование оценки размеров источника по деформации спектра сигнала, принятого в одной точке, возможно при наблюдении на низких частотах, для которых длины волн сравнимы с ожидаемыми размерами источника. Как и в дальней зоне, более удобно пользоваться схемой, показанной на рис.19. В разделе 3.4 мы пришли к выводу, что в ближней зоне источника будет существенная зависимость пространственной когерентности от размеров источника, во-первых, из-за отличий в АЧ характеристиках, а во-вторых, из-за наличия дисперсии компонент результирующего поля. Зависимость пространственной когерентности от размеров источника будет отличаться от приведенных на рис.15, 18, однако можно утверждать, что она также будет иметь циклический вид.

Близость области наблюдений к источнику приводит к возможности принимать сигнал в достаточно широкой полосе частот. Ограничивая наблюдения только высокими частотами, мы можем проводить наблюдения в дальней зоне источника. Например, при исследовании

очагов цунами, лежащих в Курило-Камчатской сейсмоактивной зоне с островов Курило-Камчатской островной дуги, расстояния от области наблюдения до источника составляют в среднем 200 км /14/. Соответственно, можно считать, что область наблюдения находится в дальней зоне для частот выше $\sim 0,1$ Гц.

Заключение

В работе исследовались возможности определения размеров стохастического источника, возбуждающего упругое слоистое полупространство, по измерениям в дальней и ближней зонах источника. Получены следующие результаты:

1. Исследована структура полей в дальней и ближней зонах упругого слоя на упругом полупространстве и жидкого слоя на жидком полупространстве для протяженного источника.

2. Проанализированы функции пространственной когерентности в дальней зоне слоистонеоднородного полупространства и изучена зависимость пространственной когерентности от размеров стохастического источника.

3. Предложен метод оценки размеров источника по измерениям в дальней и ближней зонах.

Литература

1. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. - М.: Мир, 1983. - Т.2, гл.14.
2. Соловьев С.Л., Бурмынская Р.Н. Оценка эффективности новых признаков цунамигенности землетрясений // Изв. АН СССР. - Физика Земли. - 1981. - № 8. - С.25-41.
3. Johnson R.H., Norris R.A. T-phase radiators in the western Aleutians // Bull. Seismol. Soc. Am. - 1968. - V.58. - P.1-10.
4. Коньхов Б.А., Коньхова И.Д., Хилько А.И. Об оценке пространственного распределения интенсивности источника в среде с дисперсией по результатам измерения пространственной корреляции виброполя // Сб. тезисов Всесоюзной конференции "Вибродиагностика", Горький, 1984.
5. Урик Дж.Р. Основы гидроакустики. - Ленинград: Судострое -

- ние, 1978. - С.50-58.
6. Хилько А.И., Гушин В.В. Исследование пространственно-временной когерентности источников искусственного и естественного происхождения. - В сб. докладов Всесоюзной конференции "Вибросейсмические методы" -Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982.
 7. Кряжев Ф.И., Кудряшов В.М. Пространственная и временная корреляционные функции звукового поля в волноводе с неровными границами.//Акуст.ж. - 1978. - Т.XXIV. - Вып.2.
 8. Коняхов Б.А., Коняхова И.Д., Петухов Ю.В., Хилько А.И. Корреляционные свойства упругих волн, возбуждаемых стохастическими источниками в слое. - В сб.: Прикладные проблемы прочности и пластичности -Горький: ИТУ, 1983.
 9. Хилько А.И. О пространственной когерентности сейсмических источников. - В сб.: Исследование Земли новыми геофизическими методами. - Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982.
 10. Новиков А.К. О пространственной корреляции плоских изгибных волн//Акуст.ж. - 1961. - Т.7. - Вып.4.
 11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1970.
 12. Зверев В.А. Радиооптика. - М.: Сов.радио, 1975.
 13. Ергаква Т.В., Петухов Ю.В., Хилько А.И. О возможности оценки цунамигенности сейсмических событий в океане по пространственной когерентности волн Рэлея. - В сб.тезисов докладов совещания по цунами. - Горький: ИИФ АН СССР, 1984. - С.61-62.
 14. Пелиновский Е.Н. Нелинейная динамика волн цунами. - Горький: ИИФ АН СССР, 1982. - 226 с.
 15. Ергаква Т.В., Петухов Ю.В., Хилько А.И. О пространственной когерентности упругих волн, возбуждаемых стохастическими источниками в слое, лежащем на упругом полупространстве.- В сб.Всесоюзной конференции "Вибродиагностика". - Горький: ИИФ АН СССР, 1984.
 16. Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic waves in layered media, N.Y. McGraw-Hill, 1957.
 17. Пенкерис К. Теория распространения звука взрыва в мелководной воде. - В сб.: Распространение звука в океане. - М.: Изд-во Иностранной литературы, 1951. - С.48-157.
 18. Гринченко В.Т., Мелешко В.В. Гармонические колебания и

- волны в упругих телах. - Киев: Наукова Думка, 1981.
19. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. - М.: Изд-во Наука, 1973.
 20. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. - М.: Гидрометеоиздат, 1982.
 21. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. - М.: Мир, 1969.
 22. Бриско, Флек. Запись и обработка данных, получаемых от Большой сейсмической группы//ТИМЭР. - 1965. - № 12. - С.2062.
 23. Бурмынская Р.Н., Жбыркунова Н.А. Анализ спектральных и временных характеристик сильных курильских землетрясений 1975-1976 гг. - В кн.: Теория и оперативный прогноз цунами. - М.: Наука, 1980.
 24. Пелиновский Е.Н., Подикович Л.Н. О распространении широкополосных сигналов в акустических волноводах //Акуст.журн. - 1983. - Т.29, № 2. - С.281-282.
 25. Петухов Д.В. Определение энергии подводного взрыва.//Тезисы доклада "Состояние исследований и разработок по созданию единой автоматизированной системы "цунами" -Обнинск: ЦКБ Гидрометеорология, 1985. - С.96-99.

Дата поступления статьи
16 ноября 1992 г.