АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 2

УДК 534.222.1

© 1992 г. А.Л. Вировлянский, А.Г. Костерин

О СТРУКТУРЕ ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ КАУСТИКИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

На основе разработанного авторами метода описания флуктуаций амплитуд мод [1] предложен способ расчета статистических характеристик поля в окрестностях каустики. Основное внимание уделено исследованию пространственного распределения средней интенсивности.

Данная работа посвящена изучению флуктуаций скалярного волнового поля и его структуры в каустических областях в многомодовом волноводе с крупномасштабными случайными неоднородностями показателя преломления. В подводной акустике решение этой задачи представляет интерес применительно к описанию флуктуаций поля в зонах конвергенции, где роль каустик в формировании общей волновой картины очень велика. В частности, детальный анализ флуктуаций поля в окрестностях каустик необходим для исследования расплывания зон конвергенции под влиянием случайных неоднородностей среды, для решения вопроса о разрешении отдельных лучей в зоне конвергенции с помощью вертикальной антенны и т.д.

Для решения сформулированной задачи ниже применен предложенный в [1] "модовый аналог" метода геометрической оптики. Данный подход позволяет найти (в удобном для статистического усреднения виде) приближенное решение уравнения Гельмгольца в случайно-неоднородном волноводе. Ранее анализ флуктуаций поля в каустиках в случайно-неоднородной среде выполнялся, в частности, в [2,3]. В этих работах, однако, не затрагивались проблемы флуктуаций поля в условиях волноводного распространения.

В плоскослоистом многомодовом рефракционном волноводе введем декартову систему координат (x, y, z) таким образом, чтобы ось z совпадала с направлением изменения регулярной компоненты показателя преломления n. Для простоты будем полагать, что зависимость $n(z)$ имеет единственный максимум в точке $z = 0$ $(n(0) = 1)$. Через $U(x, y, z)$ обозначим случайное отклонение квадрата показателя преломления от среднего значения. Пусть поле возбуждается точечным тональным источником, расположенным в точке $(0, 0, z_0)$. Флуктуации параметров среды будем считать статистически однородными и изотропными в горизонтальной плоскости (x, y). Учитывая симметрию задачи, ограничимся анализом поля в плоскости $y = 0$.

В модовом представлении комплексная амплитуда поля в плоскости $y = 0$ задается выражением

$$p(x, z) = \sqrt{\frac{2\pi}{|x|}} \sum_m A_m(x)\, \varphi_m(z) \exp(ik_m |x| + i\pi/4), \tag{1}$$

где $\varphi_m(z)$ и k_m – собственные функции и собственные числа краевой задачи для регулярного волновода $(U = 0)$ [4].

В приближении ВКБ собственные функции $\varphi_m(z)$ между точками заворота можно представить в виде

$$\varphi_m(z) = \varphi_m^+(z) + \varphi_m^-(z), \tag{2}$$

где

$$\varphi_m^{\pm}(z) = Q_m(z) \exp\{\pm i\,[k \int_z^{z_{max}} \sqrt{n^2(z) - a_m^2}\, dz - \pi/4]\}\,. \tag{2a}$$

Здесь Q_m – нормирующий множитель, $a_m = k_m/k$, k – волновое число при $n = 1$, z_{max} – верхняя точка заворота моды. Из-за влияния случайных неоднородностей фигурирующие в (1) амплитуды мод A_m являются функциями дистанции x. Как показано в [1], имеет место приближенная формула

$$A_m(x) = \varphi_m^+(z_0) \exp(i X^+(x, a_m)) + \varphi_m^-(z_0) \exp(i X^-(x, a_m)), \tag{3}$$

где

$$X^{\pm}(x, a_m) = \frac{k^2}{2k_m} \int_0^x dx_1\, U(x_1, 0, z^{\pm}(x_1, a_m))\,. \tag{3a}$$

Через $z^{\pm}(x, a)$ здесь обозначены траектории лучей, выходящих из источника и имеющих лучевой параметр a. По определению $a = \cos\theta$, где θ – угол, под которым луч пересекает ось канала (плоскость $z = 0$). Индексы "+" и "–" показывают знаки углов выходов лучей из источника. Выбор $a = a_m$ выделяет два фигурирующих в (3*a*) луча. Они имеют точки заворота на тех же горизонтах, что и m-я мода. Величины $X^{\pm}(x, a_m)$ представляют собой случайные набеги фаз на неоднородностях среды вдоль траекторий модовых лучей. Условия применимости (3) фактически совпадают с хорошо известными (см. [5,6]) условиями применимости геометрической оптики с тем, однако, важным отличием, что данные соотношения позволяют описывать поле и в окрестностях каустик. Подробнее об этом см. в [1].

Подставляя (3) в (1), преобразуем полученное выражение с помощью формулы суммирования Пуассона. Данная процедура полностью аналогична тому преобразованию, которое выполняется при переходе от модового представления поля к лучевому в регулярном волноводе ($U = 0$). Это преобразование описано во многих работах (см., например, [4,7–9]). Опуская простые, хотя и несколько громоздкие выкладки, приведем результат в виде

$$p(x, z) = \sum_{N,\,\alpha,\,\beta} \int da B \exp(i\Psi + i X^{\alpha}(x, a)). \tag{4}$$

Каждый интеграл описывает вклады волн, N раз отразившихся на каждом из двух горизонтов, определяемых из условия $n(z) = a$. Явные выражения для фаз $\Psi(x, z, a, \alpha, \beta, N)$ приведены в [10] (явный вид функций $B(x, z, a, \alpha, \beta, N)$ для дальнейшего изложения не существенен). Индексы α и β, принимающие значения +1 и –1, показывают знаки углов выходов данных волн из источника и их приходов в точку наблюдения. Влияние случайных неоднородностей учитывается здесь "стохастическими" компонентами фаз $X^{\pm}(x, a)$.

В отсутствие неоднородностей ($U = 0$) интегралы в (4) обычно вычисляются методом стационарной фазы. Каждый из них дает вклад одного из попадающих в точку (x, z) лучей. Точка стационарной фазы находится из условия

$$\frac{\partial \Psi}{\partial a} = k(x - R_N(z, a)) = 0. \tag{5}$$

Индексы α, β для краткости всюду, где это не ведет к недоразумениям, опускаем. Функция $R_N(z, a)$ (ее явный вид также см. в [10]) задает дистанцию, на которой луч с лучевым параметром a, выходящий из точки $(0, 0, z_0)$, после совершения N циклов осцилляций достигает горизонта z. Функция $R_N(z, a)$ обратна введенной ранее функции $z(x, a)$. Соотношение (5) задает параметры принимаемых лучей.

Соотношение (4) позволяет рассчитывать поле и на каустиках. Пусть луч, характеризуемый набором параметров $N_к$, $\alpha_к$, $\beta_к$, $a_к$, касается каустики в неособой точке $(x_к, z_к)$. Для описания структуры поля в окрестности каустики вдоль линии $z = z_к$ для

регулярной компоненты фазы Ψ, следуя [11], используем разложение

$$\Psi(x, z_к, a) = \Psi(x, z_к, a_к) + k(x - x_к)(a - a_к) -$$
$$- \frac{k}{6} \left. \frac{\partial^2 R_N}{\partial a^2} \right|_{a = a_к} (a - a_к)^3 . \tag{6}$$

Отсутствие здесь члена, пропорционального $(a - a_к)^2$, объясняется тем, что на каустике, как известно, $\partial R_N / \partial a = 0$ [11]. Таким образом, получаем следующее интегральное представление поля в окрестностях каустики:

$$p(x, z_к) = V(x_к, z_к)\, W(\tau), \tag{7}$$

где

$$V(x_к, z_к) = \frac{1}{r^*} \left\{ \frac{2\pi a_к}{k x_к \left[(n^2(z_к) - a_к^2)(n^2(z_0) - a_к^2) \right]^{1/2}} \right\}^{1/2}, \tag{7а}$$

$$\tau = - \frac{x - x_к}{r^*} \operatorname{sgn} (\partial^2 R_N / \partial a^2) \Big|_{\substack{a = a_к, \\ x = x_к}}$$

$$r^* = \left(\frac{1}{2k^2} \left| \frac{\partial^2 R}{\partial a^2} \right|_{a = a_к} \right)^{1/3}, \tag{7б}$$

$$W(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \{ it^3/3 + i\tau t + i X(x_к, a_к + \epsilon t) \},$$

$$\epsilon = - \frac{\Delta a_к}{(2\pi)^{1/3}} \operatorname{sgn} (\partial^2 R_N / \partial a^2) \Big|_{a = a_к}$$

В регулярном волноводе, где $X(x_к, a) \equiv 0$, функция $W(\tau)$ переходит в функцию Эйри $Ai(\tau)$, а формула (7) – в хорошо известное выражение для поля в неособой точке каустики. Из (4) и (6) следует, что в этом случае характерный размер существенной для интегрирования области изменения переменной a можно оценить как

$$\Delta a_к = \left(\frac{6\pi}{k \left| \partial^2 R_N / \partial a^2 \right|_{a_к}} \right)^{1/3}.$$

В приближении ВКБ

$$\frac{da_m}{dm} = - \frac{2\pi}{k D(a_m)},$$

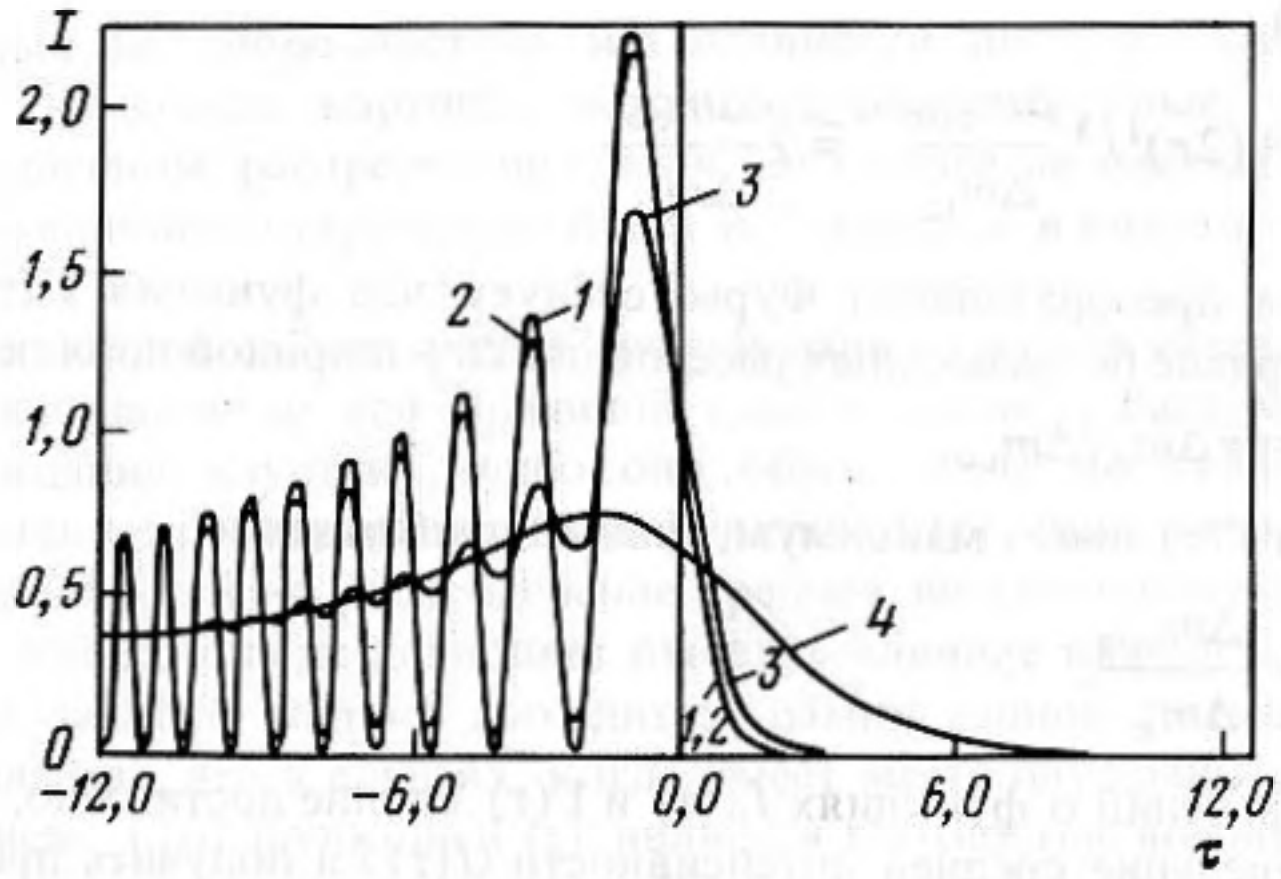
где $D(a_m)$ – длина цикла осцилляций траектории луча с лучевым параметром $a = a_m$. Отсюда получаем следующую оценку количества мод, конструктивно интерферирующих (складывающихся в фазе) в каустике:

$$\Delta m_к = \left(\frac{3k^2 D^3(a_к)}{4\pi^2 \left| \partial^2 R_N / \partial a^2 \right|_{a = a_к}} \right)^{1/3}. \tag{8}$$

Соотношения (7) и (7а) позволяют, по крайней мере в принципе, провести полный статистический анализ поля в окрестностях каустики. Здесь мы ограничимся исследованием средней интенсивности поля. Предположим, что величина $X(x_к, a)$ распределена по нормальному закону с нулевым средним значением ($\langle X \rangle = 0$). Тогда средняя интенсивность поля $\langle I(\tau) \rangle = \langle |p|^2 \rangle$ будет выражаться через структурную функцию

$$S\left(a_1 - a_2, \frac{a_1 + a_2}{2}, x_к \right) = \langle (X^{\alpha_к}(x_к, a_1) - X^{\alpha_к}(x_к, a_2))^2 \rangle$$

случайных набегов фаз вдоль невозмущенных лучей $z = z^{\alpha_к}(x, a)$ с лучевыми парамет-



Нормированная средняя интенсивность $J = \langle I(\tau)\rangle / I_0(0)$: *1* – в регулярном волноводе; *2–4* – в случайно-неоднородном волноводе при следующих значениях параметра $\Delta\tau_\Gamma$: *2* – $\Delta\tau_\Gamma = 0{,}2$; *3* – $\Delta\tau_\Gamma = 1$; *4* – $\Delta\tau_\Gamma = 7$ (кривая *4*). Кривые *1* и *2* заметно различаются только вблизи своих экстремумов

рами a_1 и a_2. При суммировании вкладов мод, формирующих поле в окрестности каустики, как правило, можно пренебречь зависимостью S от полусуммы лучевых параметров и приближенно заменить $(a_1 + a_2)/2$ на $a_к$. При этом среднюю интенсивность поля в окрестности каустики можно представить в виде свертки

$$\langle I(\tau)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 I_0(\tau - \tau_1)\Gamma(\tau_1), \tag{9}$$

интенсивности поля $I_0(\tau) = |V_k|^2 \, |Ai(\tau)|^2$ в регулярном волноводе и функции

$$\Gamma(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left\{-\frac{1}{2} S(\epsilon t, a_к, x_к) + i\tau t\right\}, \tag{10}$$

которая удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\tau \Gamma(\tau) = 1.$$

На рис. 1 изображена зависимость $I_0(\tau)/I_0(0)$ (кривая *1*). Характерная ширина переходной области от зоны засветки ($\tau < 0$) к зоне тени ($\tau > 0$), выраженная в единицах r^*, равна примерно 3. Расстояние $\Delta\tau_l$ между интерференционными максимумами убывает с ростом номера максимума l (номера отсчитываются, начиная от границы свет/ /тень) примерно по закону $\Delta\tau_l = 1{,}87\, l^{-1/3}$. Обсудим, как меняется вид распределения средней интенсивности под воздействием случайных неоднородностей, при каких условиях происходит размытие интерференционной структуры в зоне засветки и увеличивается ширина переходной области.

Определим характерный масштаб структурной функции фазы равенством

$$S(\Delta a_{cor}, a_к, x_к) = 2.$$

В соответствии с результатами [1] величина Δa_{cor} задает количество коррелированных на дистанции $x_к$ мод (из числа формирующих каустику)

$$\Delta m_{cor} = \frac{kD(a_к)}{2\pi} \Delta a_{cor} \tag{11}$$

и определяет характерный масштаб Δt_{eff} амплитудного множителя в подынтегральном

выражении в (10):

$$\Delta t_{eff} = \frac{\Delta a_{\text{cor}}}{|\epsilon|} = (2\pi)^{1/3} \frac{\Delta m_{\text{cor}}}{\Delta m_{\text{к}}} \cong 2 \frac{\Delta m_{\text{cor}}}{\Delta m_{\text{к}}}.$$

Из общих свойств преобразования Фурье следует, что функция $\Gamma(\tau)$ сосредоточена около нуля в интервале безразмерных расстояний $\Delta\tau_{\Gamma}$ шириной порядка

$$\Delta\tau_{\Gamma} = 2\pi/\Delta t_{eff} = \pi\Delta m_{\text{к}}/\Delta m_{\text{cor}}. \tag{12}$$

При $\tau = 0$ функция $\Gamma(\tau)$ имеет максимум, равный приближенно

$$\Gamma(0) = \frac{1}{\Delta\tau_{\Gamma}} = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta m_{\text{cor}}}{\Delta m_{\text{к}}}.$$

Приведенных сведений о функциях $I_0(\tau)$ и $\Gamma(\tau)$ вполне достаточно, чтобы качественно описать распределение средней интенсивности $\langle I(\tau)\rangle$ и получить простейшие оценки характеризующих его величин. Выделим три качественно различающихся ситуации. Для их иллюстрации на рис. 1 представлены результаты расчетов средней интенсивности $\langle I(\tau)\rangle/I_0(0)$ по формулам (9), (10) с использованием структурной функции вида $S(\Delta a, a_{\text{к}}, x_{\text{к}}) = S_0(\Delta a)^2$. Расчеты выполнены для следующих трех значений параметра $\Delta\tau_{\Gamma}$: 0,2; 1; 7 (кривые *2–4* соответственно)

$$\Delta\tau_{\Gamma} \ll 1 \; (\Delta m_{\text{к}} \ll \Delta m_{\text{cor}}).$$

Все $\Delta m_{\text{к}}$ мод, формирующих каустику в регулярном волноводе, остаются полностью коррелированными. Влияние неоднородностей пренебрежимо мало и средняя интенсивность $\langle I(\tau)\rangle$ воспроизводит распределение интенсивности в регулярном волноводе (кривая *2* на рис. 1): $\langle I(\tau)\rangle = I_0(\tau)$. Корреляция мод на краях группы из $\Delta m_{\text{к}}$ мод, формирующих каустику, частично нарушена. Вид распределения средней интенсивности вблизи каустики остается без существенных изменений, однако максимумы в распределении интенсивности с номерами $l > (1{,}87/\Delta\tau_{\Gamma})^3$ начинают размываться. Интенсивность поля в области $\tau > 0$ несколько возрастает за счет перераспределения интенсивности из первого максимума (см. кривую *3* на рис. 1).

$$\Delta\tau_{\Gamma} > 3.$$

Большинство из $\Delta m_{\text{к}}$ мод под воздействием неоднородностей перестали быть коррелированными. Происходит размытие всей интерференционной структуры. Переходная область увеличивается до размеров порядка $\tau_{tr} = \Delta\tau_{\Gamma} > 3$. Закон спадания средней интенсивности в зону тени зависит от того, по какому закону убывает функция $\Gamma(\tau)$ при больших τ. Средняя интенсивность в каустике уменьшилась по сравнению с тем, что было в регулярном волноводе, примерно в $(\Delta m_{\text{к}}/\Delta m_{\text{cor}})^{1/2}$ раз. Зависимость $\langle I(\tau)\rangle/I_0(0)$ показана на кривой *4* рис. 1. Согласно (7), (8) и (11), в качестве оценки эффективной ширины переходной области можно принять

$$\Delta r_{tr} = D(a_k)/\Delta m_{\text{cor}}. \tag{13}$$

Для сравнения укажем, что аналогичная оценка для регулярного волновода, как легко проверить, составляет

$$\Delta r_{tr} = D(a_{\text{к}})/\Delta m_{\text{к}}. \tag{14}$$

Соотношения (13) и (14) имеют ясный физический смысл. Моды с соседними номерами m и $m+1$ образуют интерференционную картину с характерным пространственным масштабом вдоль оси x, равным $D(a_m)$. Интерференция мод с сильно различающимися номерами приводит к образованию сравнительно мелкомасштабных пространственных структур (прикаустические области). В общем случае группа из Δm соседних мод формирует поле с наименьшим продольным масштабом порядка $D(a_m)/\Delta m$. Случайные неоднородности вызывают раскорреляцию мод, которая сопровождается исчезновением соответствующих масштабов на графике зависимости средней (по

ансамблю случайных неоднородностей) интенсивности поля от дистанции. Сначала сглаживаются мелкие детали картины, потом все более крупные. Подчеркнем, что речь идет об усредненном распределении поля. Это вовсе не означает, что указанное размытие интерференционной структуры будет наблюдаться в каждой отдельной реализации.

Здесь возникает вопрос о "механизме" расплывания средней интенсивности в переходной области: являются ли его причиной сдвиги границы свет/тень в отдельных реализациях (блуждания каустик), либо оно обусловлено искажениями отдельных реализаций интенсивности. Введенная выше функция $\Gamma(\tau)$, описывающая воздействие случайных неоднородностей на распределение средней интенсивности $\langle I(\tau)\rangle$, учитывает оба этих фактора, однако она не позволяет выявить влияние каждого из них в отдельности. Обсуждение данного вопроса выходит за рамки данной статьи. Здесь отметим лишь без доказательства, что в случаях, когда имеет место блуждание каустик, определенная соотношением (10) функция $\Gamma(\tau)$ является плотностью вероятности смещений каустики вдоль оси x относительно точки $x_{\text{к}}$.

В качестве примера рассмотрим размытие каустических областей в подводном звуковом канале. Примем, что профиль показателя преломления является каноническим (другое название – профиль Манка) [4,6], а случайные неоднородности обусловлены действием внутренних волн, статистика которых описывается спектром Гарретта-Манка [6]. Величины межмодовых корреляций в этом волноводе рассчитывались в [12]. Здесь используем некоторые результаты данной работы. (Конкретные параметры волновода и статистических характеристик случайных неоднородностей см. в [12]). Будем считать, что точечный источник звука находится на оси канала и работает на частоте 500 Гц. Число мод, конструктивно интерферирующих в каустике, оценим по формуле, полученной из (8):

$$\Delta m_{\text{к}} = M_{\text{к}} N_{\text{к}}^{-1/3}, \tag{15}$$

где

$$N_{\text{к}} = \frac{2x_{\text{к}}}{D(a_{\text{к}})}, \quad M_{\text{к}} = \left[\frac{3k^2 D^3(a)}{4\pi^2} \frac{1}{|d^2 D/da^2|}\right]^{1/3}_{a=a_{\text{к}}}$$

– число мод, конструктивно интерферирующих в первой каустике. Выражение для $N_{\text{к}}$ учитывает, что на каждом цикле осцилляций луч дважды касается каустик. В нашем примере $M_{\text{к}} = 200$. Для сравнения укажем, что общее число мод, не взаимодействующих ни с дном, ни с поверхностью, в рассматриваемом примере равно 410.

Результаты выполненных в [12] расчетов зависимости числа коррелированных мод Δm_{cor} от расстояния показывают, что соответствующие кривые могут быть приближенно аппроксимированы зависимостью

$$\Delta m_{\text{cor}} M_{\text{cor}} N_{\text{к}}^{-1}, \tag{16}$$

где M_{cor} – число коррелированных мод в районе первой каустики ($M_{\text{cor}} = 50$). Используя оценки (15) и (16), получим, что величина $\Delta\tau_{\Gamma}$, характеризующая размытие средней интенсивности $\langle I(\tau)\rangle$ в области $N_{\text{к}}$-й каустики, в нашем примере равна

$$\Delta\tau_{\Gamma} = \pi \frac{M_{\text{к}}}{M_{\text{cor}}} N_{\text{к}}^{2/3} = 12{,}5\, N_{\text{к}}^{2/3}.$$

Как видим, интерференционная структура существенно размыта уже в первой каустической зоне ($\Delta\tau_{\Gamma} \gg 1$). Если принять $D(a_{\text{к}}) = 45$ км, то ширина переходной области в зону тени будет равна

$$\Delta r_{tr} = D(a_{\text{к}})/\Delta m_{\text{cor}} = D(a_{\text{к}}) N_{\text{к}}/M_{\text{cor}} = 0{,}9\, N_{\text{к}} \ [\text{км}],$$

что значительно превосходит соответствующий размер в регулярном волноводе

$$\Delta r_{tr} = D(a_{\text{к}})/\Delta m_{\text{к}} = 3r^* = \frac{D(a_{\text{к}})}{M_{\text{к}}} N_{\text{к}}^{1/3} = 0{,}225\, N_{\text{к}}^{1/3} \ [\text{км}].$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вировлянский А.Л., Костерин А.Г.* Метод плавных возмущений для описания полей в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 4. С. 599–605.
2. *Баранов В.А., Кравцов Ю.А.* О флуктуациях каустической поверхности в среде со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 10. С. 1500–1505.
3. *Пермитин Г.В., Фрайман А.А.* Структура поля вблизи каустик в среде с флуктуациями диэлектрической проницаемости // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 12. С. 1836–1841.
4. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
5. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
6. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. Флатте С. М.: Мир, 1982.
7. Распространение волн и подводная акустика / Под ред. Келлера Дж. Б., Пападакиса Дж.С. М.: Мир, 1980.
8. *Batorsky D.V., Felsen L.B.* Ray-optical calculation of modes exited by sources and scatterers in weakly inhomogeneous duct // Radio Science 1977. V. 6. № 10. P. 911–923.
9. *Felsen L.B.* Hybrid ray-mode fields in inhomogeneous waveguides and ducts // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 69. № 4. P. 352–361.
10. *Вировлянский А.Л., Костерин А.Г.* О доплеровском уширении спектра тонального сигнала в многомодовом волноводе // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 416–423.
11. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
12. *Вировлянский А.Л., Костерин А.Г., Малахов А.Н.* Флуктуации мод в каноническом подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 229–235.

Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского

Поступила в редакцию
21.02.91

A.L. Virovlyanskii, A.G. Kosterin

STRUCTURE OF A FIELD NEAR A CAUSTIC IN A RANDOMLY INHOMOGENEOUS WAVEGUIDE

A method for calculation of statistic characteristics of the field in a randomly inhomogeneous waveguide near a caustic is developed. It is based on the authors earlier approach describing fluctuations of the mode amplitudes in a waveguide with large-scale inhomogeneities of the refractive index. The main attention is given to the spatial distribution of a field average intensity. A qualitative structure of this distribution is found to depend significantly on a dimensionless parameter that is a ratio of a number of constructively interfering modes in a regular waveguide caustic to a number of correlated modes in the same spot of an inhomogeneous one. Simple relations are obtained for an estimation of a light-shadow boundary widening caused by random inhomogeneities.

Obtained results are of interest for underwater acoustics in a case of the investigation of fluctuations in convergenece zones where the caustics are relevant. A caustic speading in a so–called canonical underwater acoustic channel which is used generally in the sound propagation modelling in a deep sea is considered as an example. Medium fluctuations are supposed to be caused by the internal waves. It is shown that at frequencies of the order of several hundreds Hertz the influence of the internal waves leads to a substantial spreading of convergence zones even in the first (nearest to the source) one.