

ЭФФЕКТ СЛИЯНИЯ ЛУЧЕВЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ КАУСТИК В РЕФРАКЦИОННОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

© 2018 г. Ю. В. Петухов^а, *, В. Г. Бурдуковская^а, **

^аИнститут прикладной физики РАН
603950, БОКС-120, Нижний Новгород, ул. Ульянова 46, Россия

*e-mail: yuvpetukhov@yandex.ru

**e-mail: b.vg@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 19.01.2017 г.

Рассмотрены закономерности, проявляющиеся при формировании пространственного распределения интенсивности акустического поля, возбуждаемого точечным источником тонального излучения в глубоководном океаническом волноводе с открытым к поверхности подводным звуковым каналом и акустически прозрачным дном. Показано, что при определенной частоте излучения возможно слияние дифракционных и лучевых каустик, приводящее к заметному возрастанию интенсивности акустического поля вдоль характерных для них каустических линий на плоскости горизонтальное расстояние—глубина.

Ключевые слова: океанические волноводы, подводные каналы, тональное излучение, каустические пучки, слаборасходящиеся пучки

DOI: 10.1134/S0320791918040111

ВВЕДЕНИЕ

Как показано в [1], в рефракционных океанических волноводах у зависимости длины цикла лучей от их фазовой скорости всегда присутствует острый максимум, отвечающий лучу, один из горизонтов поворота которого совпадает либо с резкой границей раздела, либо с глубиной точки перегиба в профиле скорости звука. Вполне естественно, что такому максимуму с разрывом производной в геометроакустическом приближении соответствует формирующийся в океаническом волноводе сильнорасходящийся пучок лучей. Однако этому же максимуму у зависимости длины цикла лучей отвечает в рамках строгого модового представления уже достаточно гладкий максимум у зависимости пространственного периода интерференции соседних мод от их фазовой скорости, который характеризует формирование в океаническом волноводе дифракционных слаборасходящихся пучков и соответствующей им системы дифракционных каустик, которые могут заметно проявляться лишь при относительно низких частотах излучения [1].

Кроме того, у зависимости длины цикла лучей от их фазовой скорости может присутствовать также и гладкий экстремум, отвечающий формированию в океаническом волноводе слаборасходящихся пучков лучей и соответствующей им системы каустик [1, 2], которые в рамках строгого модового представления заметно проявляются

лишь при относительно высоких частотах излучения [3].

В этой связи представляет интерес исследование возможного взаимного влияния акустических полей, формирующих дифракционные и лучевые слаборасходящиеся пучки и отвечающие им каустики, которое, естественно, может заметно проявиться лишь в промежуточном диапазоне частот излучения, расположенном между относительно низкими и относительно высокими частотами. Именно поэтому настоящая работа и посвящена изучению возможного проявления эффекта конструктивной интерференции между двумя группами мод, формирующимися соответственно дифракционные и лучевые слаборасходящиеся многомодовые пучки в рефракционном океаническом волноводе.

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Для решения поставленной задачи воспользуемся строгим модовым представлением для акустического поля, формируемого в океаническом волноводе точечным источником, излучающим тональный сигнал с частотой f . Тогда пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение интенсивности акусти-

ческого поля $J(r, z)$ будет описываться выражением следующего вида [4]:

$$J(r, z) = \pi^2 \left| \sum_{l=1}^L \psi_l(z_s) \psi_l(z) H_0^{(1)}(k_l r) \right|^2. \quad (1)$$

Здесь $\psi_l(z)$ – ортонормированные собственные функции волновода, k_l – горизонтальные волновые числа мод с номерами $l = [1, L]$, z_s – глубина источника, $H_0^{(1)}(k_l r)$ – функция Ханкеля первого рода.

При проведении соответствующих исследований воспользуемся простейшей моделью открытого к поверхности подводного звукового канала в виде билинейной зависимости квадрата показателя преломления акустических волн от глубины:

$$\bar{n}^2(z) = \begin{cases} \bar{n}_1^2(z) = 1 + a_1(z - z_0), & 0 \leq z \leq z_0, \\ \bar{n}_2^2(z) = 1 - a_2(z - z_0), & z_0 \leq z \leq H, \\ \bar{n}_3^2(z) = \bar{n}_2^2(H), & z \geq H > z_0 \left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right), \end{cases} \quad (2)$$

где $\bar{n}(z) = c_0/c(z)$, c_0 – минимальное значение зависимости скорости звука $c(z)$ на оси канала $z = z_0$, H – глубина водного слоя. В (2) выберем следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} a_1 &= 6.27 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}, \quad a_2 = 1.92 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}, \\ z_0 &= 1100 \text{ м}, \quad H = 5500 \text{ м}, \end{aligned} \quad (3)$$

которые аналогичны заданным в [5] для звукового канала с билинейной зависимостью скорости звука от глубины: $c(0) = 1539$ м/с, $c_0 = 1485$ м/с, $c(H) = 1552$ м/с.

Рассмотрим характерные особенности интерференционной структуры акустического поля, которые могут проявляться в океаническом волноводе (2), (3) при точечном источнике излучения, расположенном выше оси канала $0 < z_s < z_0$. С этой целью определим прежде всего пространственное расположение каустических линий $r_{ca}(z_{ca})$, вдоль которых на плоскости r – z могут достигаться максимальные значения интенсивности акустического поля [4]. При определении координат точек $r = r_{ca}$, $z = z_{ca}$ соответствующих каустик воспользуемся, естественно, геометрико-акустическим приближением, в рамках которого проходное лучом горизонтальное расстояние находится из выражения

$$r = mD(\beta) + \mu_1 D(\beta, z_s) + \mu_2 D(\beta, z), \quad (4)$$

где $\beta = \cos \chi_0$ – лучевой параметр, зависящий от угла скольжения луча $\chi_0 = \chi(z_0)$ на оси канала, $D(\beta) = 2\beta \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\gamma}$ – длина цикла луча, достигающего минимальной z_1 и максимальной z_2 глубин, $D(\beta, z) =$

$\beta \int_{z_1}^z \frac{dz}{\gamma}$, $\gamma = \sqrt{\bar{n}^2(z) - \beta^2}$, $m = 0, 1, \dots$ – целое число циклов соответствующего луча, выходящего из источника вниз $\chi_s = \chi(z_s) < 0$, $\mu_1 = -1$ или вверх $\chi_s > 0$, $\mu_1 = +1$ и приходящего в точку приема сверху $\chi(z) < 0$, $\mu_2 = +1$ или снизу $\chi(z) > 0$, $\mu_2 = -1$:

$$\sin \chi_s = \mu_1 \frac{\gamma(z_s)}{\bar{n}(z_s)}, \quad \sin \chi = -\mu_2 \frac{\gamma(z)}{\bar{n}(z)}.$$

Поскольку каустики являются огибающими семейства лучей, то из соответствующего им уравнения $\partial r / \partial \beta = 0$ [4] можно найти зависимость $z_{ca}(\beta)$, а далее из (4) определить и зависимость $r_{ca}(\beta)$. Модель океанического волновода (2) позволяет получить аналитические выражения для $r_{ca}(\beta)$, $z_{ca}(\beta)$. Так, для сформированных рефрагированными лучами каустик имеем:

$$r_{ca} = \begin{cases} R_{1r} = D_r m_1 + \frac{2\beta}{a_1} (\mu_1 \gamma_s + \mu_2 \gamma_{1c}), \\ m_1 = m, \\ R_{2r} = D_r m_1 + \frac{2\beta}{a_1} \left(\mu_1 \gamma_s - \frac{a_1}{a_2} \mu_2 \gamma_{2c} \right), \\ m_1 = m + \frac{\mu_2}{2}, \end{cases} \quad (5)$$

$$z_{ca} = \begin{cases} z_{1r} = z_0 - (1 - \beta^2 - \gamma_{1c}^2) / a_1, & 0 \leq z_{1r} \leq z_0, \\ z_{2r} = z_0 + (1 - \beta^2 - \gamma_{2c}^2) / a_2, & z_0 \leq z_{2r} \leq z_{*}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $D_r = \frac{4\beta}{a_1} \left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right) \gamma_0$ – длина цикла рефрагированных лучей, $\gamma_0 = \sqrt{1 - \beta^2}$, $\gamma_s = \sqrt{\bar{n}_1^2(z_s) - \beta^2}$, $\beta = \bar{n}_1(z_s) \cos \chi_s$, $-\chi_R \leq \chi_s \leq \chi_R = \arccos\{\bar{n}_1(0)/\bar{n}_1(z_s)\}$, $z_* = z_0(1 + a_1/a_2)$, а величины $\gamma_{jc}(\beta)$, $j = [1, 2]$ являются решениями квадратного уравнения

$$\gamma_{jc} = \frac{-B_j \pm \sqrt{B_j^2 - 4A_j C_j}}{2A_j}, \quad (7)$$

$A_1 = A_2 = \mu_2 \gamma_0 \gamma_s$, $C_1 = C_2 = -\beta^2 A_j$; $B_1 = 2 \left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right) \times m_1 \gamma_s (\gamma_0^2 - \beta^2) + \mu_1 \gamma_0 (\gamma_s^2 - \beta^2)$, $m_1 = m$; $B_2 = -\frac{a_2}{a_1} B_1$, $m_1 = m + \mu_2/2$. Для каустик, сформированных отраженными от поверхности океанического вол-

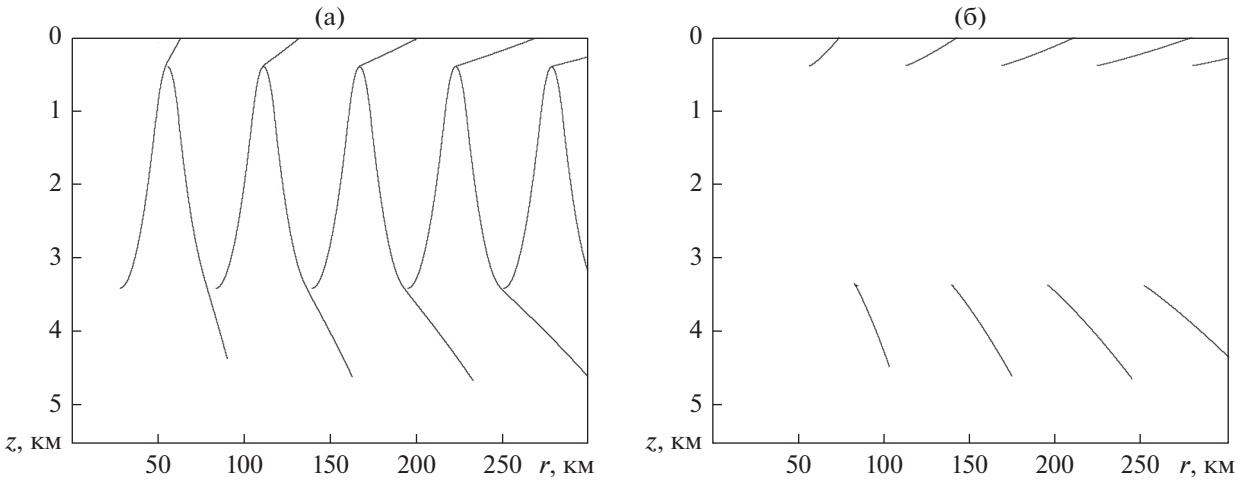


Рис. 1. Пространственное расположение каустических линий $r_{ca}(z_{ca})$ на плоскости горизонтальное расстояние r – глубина z для рефрагированных лучей при $z_s = 400$ м: (а) $\mu_1 = -1, \chi_s \leq 0$; (б) $\mu_1 = +1, \chi_s > 0$.

новода лучами, находим следующие зависимости координат:

$$r_{ca} = \begin{cases} R_{1s} = D_s m_1 + \frac{2\beta}{a_1} [\mu_1 (\gamma_s - \gamma_t) + \mu_2 (\gamma_{3c} - \gamma_t)], \\ m_1 = m, \\ R_{2s} = D_s m_1 + \frac{2\beta}{a_1} \left[\mu_1 (\gamma_s - \gamma_t) - \mu_2 \frac{a_1}{a_2} \gamma_{4c} \right], \\ m_1 = m + \frac{\mu_2}{2}, \end{cases} \quad (8)$$

$$z_{ca} = \begin{cases} z_{1s} = z_0 - (1 - \beta^2 - \gamma_{3c}^2) / a_1, & 0 \leq z_{1s} \leq z_0, \\ z_{2s} = z_0 + (1 - \beta^2 - \gamma_{4c}^2) / a_2, & z_0 \leq z_{2s} \leq H. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь $\gamma_t = \sqrt{\bar{n}_1^2(0) - \beta^2}$,

$$D_s = \frac{4\beta}{a_1} \left[\left(1 + \frac{a_1}{a_2} \right) \gamma_0 - \gamma_t \right] \quad (10)$$

– длина цикла отраженных от поверхности океанического волновода лучей, а величины $\gamma_{jc}(\beta)$, $j = [3, 4]$ являются аналогичными (7) решениями квадратного уравнения, в которых $A_3 = A_4 = \mu_2 \gamma_0 \gamma_s \gamma_t$,

$$\begin{aligned} C_3 = C_4 = -\beta^2 A_4; B_3 = 2 \left(1 + \frac{a_1}{a_2} \right) m_1 \gamma_s \left[\gamma_t (\gamma_0^2 - \beta^2) - \frac{\gamma_0 (\gamma_t^2 - \beta^2)}{1 + a_1/a_2} \right] - \mu_1 \gamma_0 \left[\gamma_s (\gamma_t^2 - \beta^2) - \gamma_t (\gamma_s^2 - \beta^2) \right] - \\ - \mu_2 \gamma_0 \gamma_s (\gamma_t^2 - \beta^2), m_1 = m; B_4 = -\frac{a_2}{a_1} \left[B_3 + \mu_2 \gamma_0 \gamma_s \times \right. \\ \left. \times (\gamma_t^2 - \beta^2) \right], m_1 = m + \frac{\mu_2}{2}, \chi_R \leq |\chi_s| \leq \chi_H = \\ = \arccos \{ \bar{n}_2(H) / \bar{n}_1(z_s) \}. \end{aligned}$$

В дальнейшем численные расчеты будут проводиться при одной фиксированной глубине источника $z_s = 400$ м. Тогда, воспользовавшись выражениями (5)–(9), получим в океаническом волноводе (2), (3) приведенные на рис. 1, 2 пространственные распределения каустических линий $r_{ca}(z_{ca})$, соответствующие рефрагированным (рис. 1) и отраженным от поверхности (рис. 2) лучам. Видно, что эти каустики имеют принципиальные различия между собой. Во-первых, выходящим из источника вниз рефрагированным лучам соответствует система каустических линий, самостоятельно формирующих при $m \gg 1$ каустический пучок лучей, а выходящим из источника вверх рефрагированным лучам соответствуют лишь отрезки каустических линий, которые сами по себе не формируют каустического пучка лучей, что не отмечалось ранее в [2]. Во-вторых, как выходящим вниз, так и выходящим вверх из источника взаимодействующим с поверхностью лучам соответствуют свои системы каустических линий, причем каждая такая система самостоятельно формирует соответствующий ей каустический пучок лучей [2]. Вполне естественно ожидать, что отмеченные различия в структуре каустических линий $r_{ca}(z_{ca})$ рефрагированных лучей могут заметно проявиться и при формировании вертикальной антенной многомодовых пучков около соответственных им опорных лучей, выходящих либо вниз, либо вверх.

Приведенная на рис. 3а относительно сложная система всех лучевых каустик проявляется и в пространственном распределении нормированной на цилиндрическое расхождение волнового фронта интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$, рассчитанном с использованием модо-

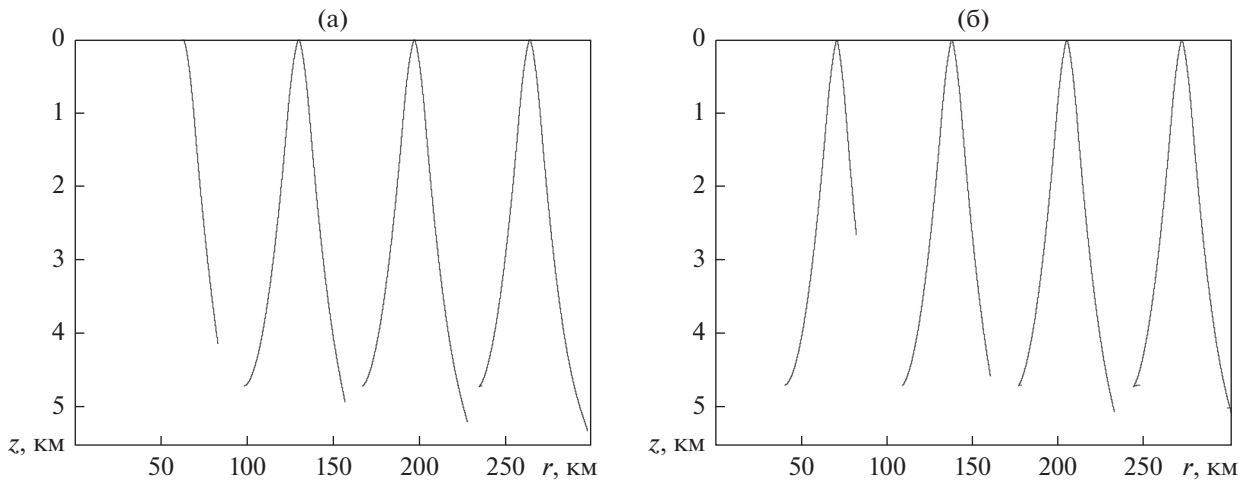


Рис. 2. Пространственное расположение каустических линий $r_{ca}(z_{ca})$ на плоскости горизонтальное расстояние r – глубина z для взаимодействующих с поверхностью лучей при $z_s = 400$ м: (а) $\mu_1 = -1, \chi_s \leq 0$; (б) $\mu_1 = +1, \chi_s > 0$.

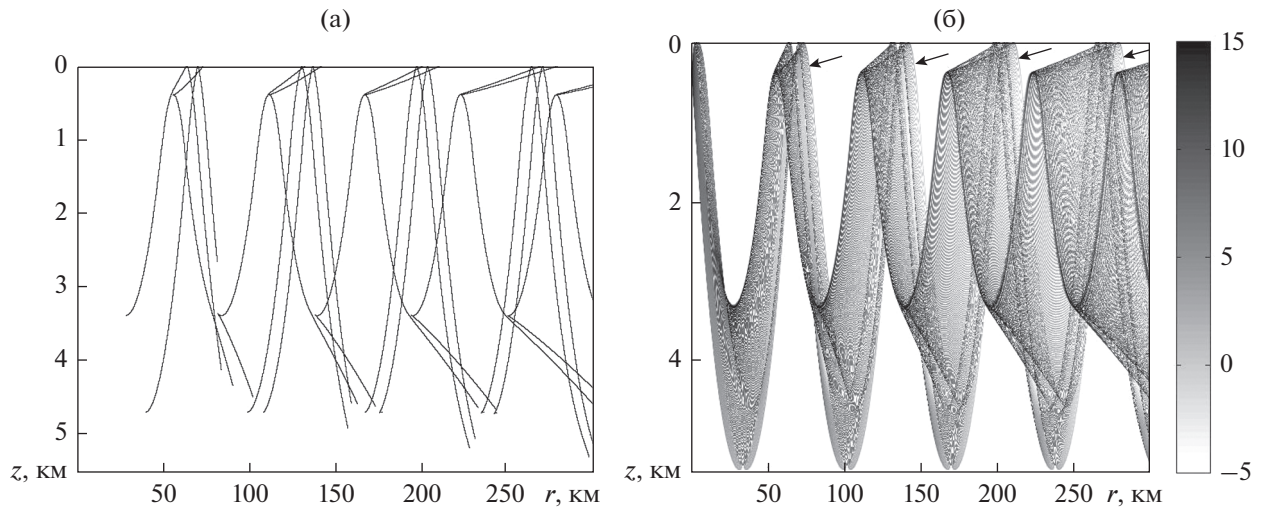


Рис. 3. (а) Пространственное расположение каустических линий $r_{ca}(z_{ca})$ на плоскости горизонтальное расстояние r – глубина z для рефрагированных и взаимодействующих с поверхностью лучей и (б) распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля при $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц. Стрелки указывают на траекторию соответствующего дифракционного слаборасходящегося пучка.

вой теории (1) в океаническом волноводе (2), (3) для частоты излучения $f = 3$ кГц (рис. 3б), при которой возбуждается достаточно большое число многомодовых пучков [3], формирующих максимальные значения интенсивности $J_0(r_{ca}, z_{ca})$ вдоль соответствующих каустикам линий $r_{ca}(z_{ca})$.

Как следует из приведенной на рис. 4 зависимости длины цикла лучей $D(\alpha)$ от параметра $\alpha = \sqrt{1 - \beta^2} = |\sin \chi_0|$, зоны акустической освещенности в рассматриваемом океаническом волноводе (2), (3) должны заканчиваться одним (из

двух) сильно расходящимся пучком лучей с минимальной интенсивностью акустического поля $J_\alpha(r, z) \xrightarrow{\alpha \rightarrow \alpha_0 + 0} 0$, формирующимся около опорного луча с $\alpha = \alpha_0 = \sqrt{a_1 z_0}$, горизонт поворота которого совпадает со свободной поверхностью $z = 0$ [1]. Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1} = \frac{2\pi}{k_l - k_{l+1}}$ от аналогичного параметра $\alpha_l = \sqrt{1 - \beta_l^2} = |\sin \chi_l|$, где $\beta_l = k_l/k_0$, $k_0 = \omega/c_0$, а χ_l – угол скольжения

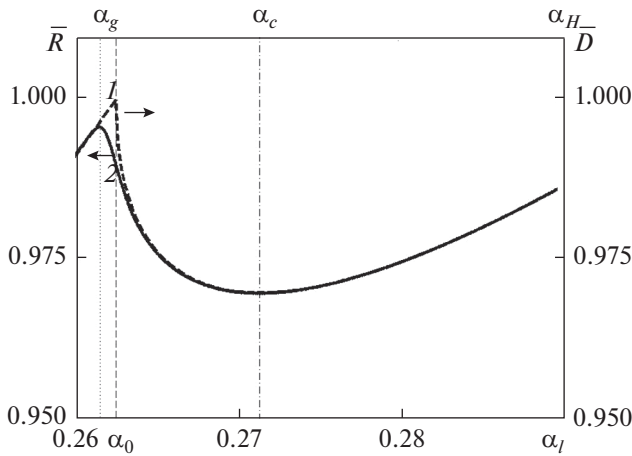


Рис. 4. Зависимости от параметра $\alpha \Rightarrow \alpha_l$ нормированных величин $\bar{D} = D(\alpha)/D_0$ (кривая 1) и $\bar{R} = R_{l,l+1}(\alpha_l)/D_0$ (кривая 2 при $f = 3$ кГц), где $D_0 = D(\alpha_0) = 68.9584$ км. Вертикальными штриховыми линиями отмечены следующие характерные значения параметра α : $\alpha_l = \alpha_g = 0.2616$, $\bar{R}(\alpha_g) = \max\{\bar{R}(\alpha_l)\}$; $\alpha = \alpha_0 = 0.2626$, $\bar{D}(\alpha_0) = \max\{\bar{D}(\alpha)\}$; $\alpha = \alpha_c = 0.2715$, $\bar{D}(\alpha_c) = \min\{\bar{D}(\alpha)\}$ при $\alpha > \alpha_0$; $\alpha = \alpha_H = \max\{\alpha\} = 0.2907$.

бриллюэновских волн на оси канала, соответствующих моде с номером l . Как и следовало ожидать [1], в рамках строгой модовой теории зоны акустической освещенности должны заканчиваться при $0 < z < z_s$ (рис. 3б) одним (из двух) дифракционным слаборасходящимся пучком, формирующимся модами со значениями параметра $\alpha_l \rightarrow \alpha_g \pm 0$, близкими к α_g , соответствующему относительно гладкому максимуму зависимости $R_{l,l+1}(\alpha_l)$ (рис. 4). Однако при выбранной достаточно высокой частоте излучения соответствующий дифракционный слаборасходящийся пучок практически не просматривается в пространственном распределении интенсивности акустического поля (рис. 3б). Последнее объясняется тем, что с ростом частоты излучения заметно увеличивается значение производной $(d^2 R_{l,l+1}/d\alpha_l^2)|_{\alpha_l=\alpha_g}$, характеризующей степень гладкости максимума $R_{l,l+1}(\alpha_l)$ при $\alpha_l = \alpha_g$, а следовательно, существенно возрастает расходимость дифракционного слаборасходящегося пучка и уменьшается (в лучевом приближении до нуля) соответствующая ему интенсивность акустического поля [1].

С понижением частоты излучения максимум зависимости $R_{l,l+1}(\alpha_l)$ при $\alpha_l = \alpha_g$, смещаясь в область меньших значений α_l , становится более гладким (рис. 5), в результате чего и начинает заметнее проявляться соответствующий дифракци-

онный слаборасходящийся пучок в пространственном распределении интенсивности акустического поля (рис. 6). При этом уменьшающаяся величина максимума $R_{l,l+1}(\alpha_g)$ при определенной частоте излучения практически сравнивается с величиной $R_{l,l+1}(\alpha_c)$, соответствующей гладкому минимуму зависимости $R_{l,l+1}(\alpha_l)$. Отметим, что максимальное значение $\alpha_l = \alpha_c$ достигается при $f \rightarrow \infty$, то есть в лучевом приближении, и определяется из уравнения $dD_s/d\beta = 0$, которое для рассматриваемого океанического волновода (2) имеет следующий вид:

$$\alpha_c^2 \left\{ 1 - \left[\frac{1 + \alpha_0^2 / (1 - 2\alpha_c^2)}{(1 + a_1/a_2)} \right]^2 \right\} = \alpha_0^2, \quad (11)$$

где

$$\alpha_0 < \alpha_c < \alpha_H = a_2(H - z_0). \quad (12)$$

Именно наличие при $\alpha = \alpha_c$ гладкого минимума зависимости $D_s(\alpha)$ (10) приводит к формированию каустического пучка определенными частями каустика, соответствующих отраженным от поверхности океанического волновода лучам [1, 2]. Учитывая малость величины $\alpha_0 \ll 1$, из уравнения (11) в первом приближении получим аналитическое решение

$$\alpha_c \approx \alpha_0 \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right) \left(1 + 2 \frac{a_2}{a_1} - 2 \left(\frac{a_2}{a_1} \alpha_0 \right)^2 \right)^{-1/2},$$

с использованием которого в (12) определим также приближенно необходимое условие для существования гладкого минимума зависимости $D_s(\alpha)$ (10):

$$\frac{(1 + a_2/a_1)^2}{1 + 2 \frac{a_2}{a_1} - 2 \left(\frac{a_2}{a_1} \alpha_0 \right)^2} < \frac{a_2}{a_1} \left(\frac{H}{z_0} - 1 \right).$$

В рамках строгой модовой теории с понижением частоты излучения положение гладкого минимума при $\alpha_l = \alpha_c$ также смещается в область меньших значений α_l , причем заметно медленнее, чем положение гладкого максимума при $\alpha_l = \alpha_g$; аналогично, и величина этого минимума $R_{l,l+1}(\alpha_c)$ уменьшается медленнее по сравнению с величиной максимума $R_{l,l+1}(\alpha_g)$ (рис. 5). Именно поэтому при $f \approx 80$ Гц в диапазоне изменения параметра $\alpha_g \leq \alpha_l \leq \alpha_c$ реализуется приближенное равенство $R_{l,l+1}(\alpha_l) = R_{l,l+1}(\alpha_g) \approx R_{l,l+1}(\alpha_c)$. Это означает, что из каждого дифракционного и лучевого слаборасходящихся пучков формируется многомодовый пучок, который обладает меньшей дифракционной расходимостью по сравнению с ними и имеет

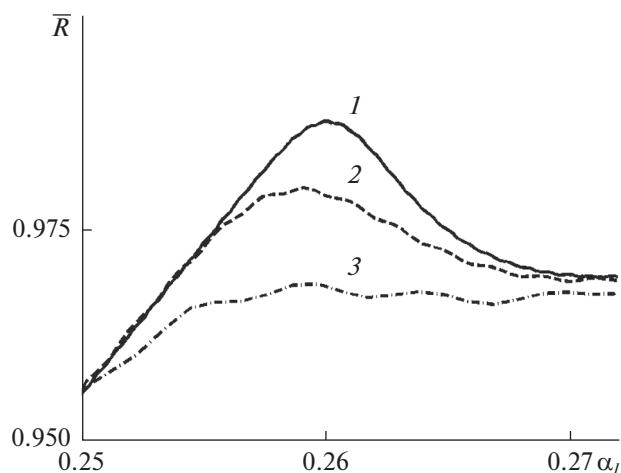


Рис. 5. Зависимости от параметра α_l нормированной величины $\bar{R} = R_{l,l+1}(\alpha_l)/D_0$ при различных частотах излучения: $f = 500$ Гц (кривая 1), $f = 200$ Гц (кривая 2), $f = 80$ Гц (кривая 3); $D_0 = D(\alpha_0)$.

внутреннюю многопучковую структуру. Поэтому в пространственном распределении интенсивности акустического поля в определенной области глубин наблюдается слияние дифракционных и лучевых каустик (рис. 6в), чего ранее не отмечалось в [1].

Как и следовало ожидать, слияние дифракционных и лучевых каустик приводит к заметному увеличению интенсивности акустического поля в соответствующих им пространственных областях океанического волновода, что наглядно иллюстрируют приведенные на рис. 7 зависимости усредненной с масштабом $Q\Delta r$ ($\Delta r = 50$ м) нормированной интенсивности

$$\bar{J}_0(r, z_r) = \frac{1}{1+Q} \sum_{j=0}^Q J_0(r + j\Delta r, z_r)$$

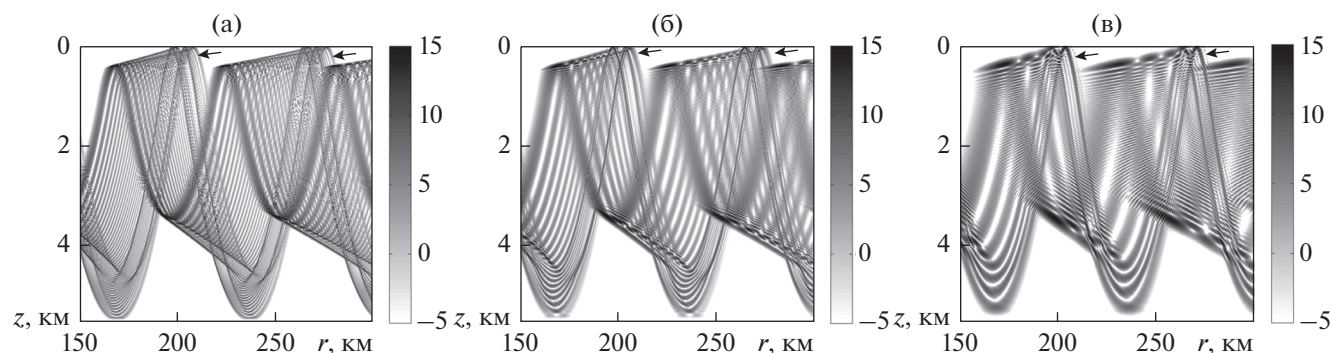


Рис. 6. Пространственное распределение нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ при $z_s = 400$ м и различных частотах излучения: (а) $f = 500$ Гц; (б) $f = 200$ Гц; (в) $f = 80$ Гц. Стрелки указывают на траекторию соответствующего дифракционного слабоходящегося пучка.

от горизонтального расстояния $r = p\Delta r$ ($p = [1, 10^4]$) при $Q = 4$ и определенном горизонте приема $z_r = z_s/8$ и тех же выбранных ранее частотах излучения (рис. 5, 6).

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Остановимся кратко на рассмотрении различий пространственного распределения интенсивности акустического поля выходящих вниз и вверх многомодовых пучков, сформированных рефрагированными модами. Постановка такой задачи обусловлена тем, что, как следует из отмеченного выше различия пространственной структуры каустических линий для выходящих вниз и вверх рефрагированных лучей (рис. 1), каустический пучок может формироваться лишь выходящими вниз лучами.

Для решения поставленной задачи воспользуемся строгим модовым представлением для акустического поля, формируемого в океаническом волноводе вертикальной антенной, состоящей из $N = 2n + 1$ ($n > 0$) дискретно расположенных по ее апертуре $h = n\lambda_0$ точечных источников, излучающих тональный сигнал. Тогда пространственное распределение интенсивности акустического поля будет описываться аналогичным (1) выражением, в котором вместо функции $\psi_l(z_s)$ необходимо подставить функцию V_l :

$$\psi_l(z_s) \Rightarrow V_l = \frac{1}{N} \sum_{j=-n}^n A(y_j) \psi_l(z_s + y_j), \quad (13)$$

$$A(y_j) = \exp\{-ik_0 \bar{n}(z_s) y_j \sin \chi_s\}, \quad y_j = j\lambda_0/2,$$

где $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ – минимальная длина волны излучения, χ_s – угол компенсации антенны, соответствующий углу выхода луча из источника, распо-

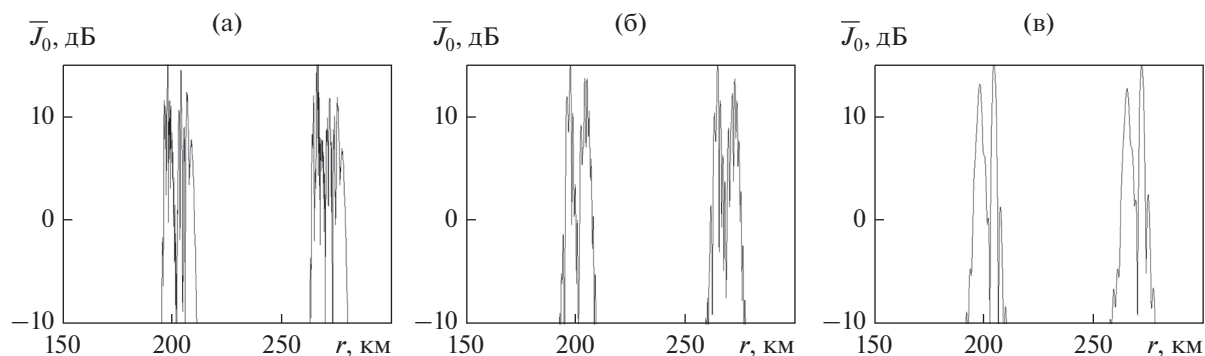


Рис. 7. Зависимость от горизонтального расстояния r усредненной величины нормированной интенсивности $\bar{J}_0(r, z_r)$ акустического поля при $z_s = 400$ м, $z_r = 50$ м и различных частотах излучения: (а) $f = 500$ Гц; (б) $f = 200$ Гц; (в) $f = 80$ Гц.

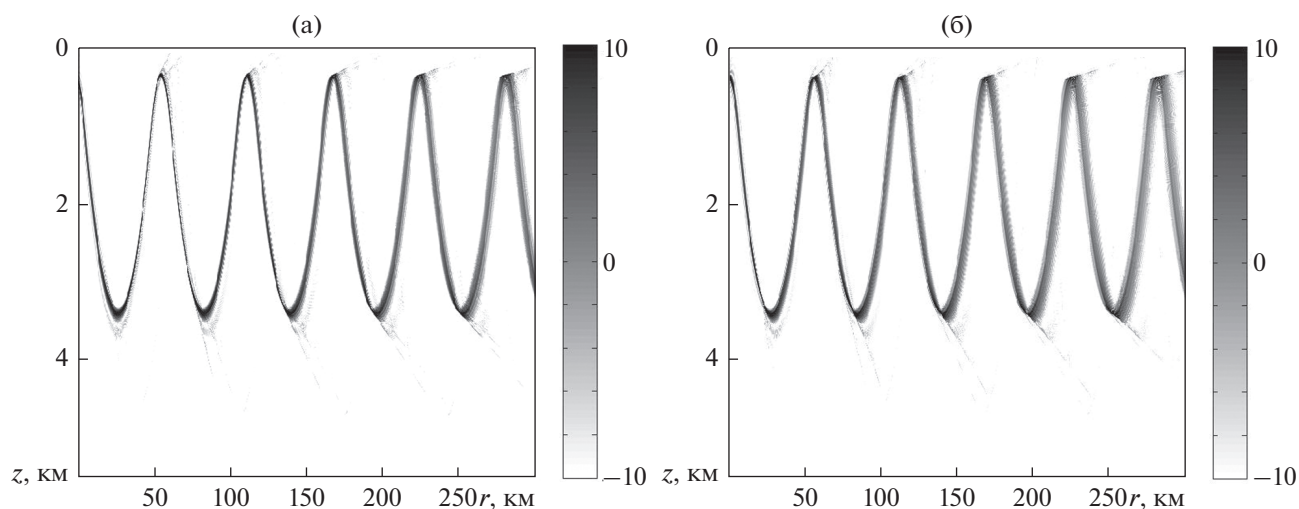


Рис. 8. Пространственное распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, формируемого при $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц, $n = n_0 = 30$ и двух противоположных по знаку углов компенсации: (а) $\chi_s = -1.5^\circ$; (б) $\chi_s = +1.5^\circ$.

ложенного в центре антенны ($j = 0$). Несмотря на то, что пространственный спектр возбуждаемых антенной мод

$$\Pi_l = |V_l| / |\max\{V_l\}| \tag{14}$$

инвариантен относительно смены знака угла компенсации (см. (13)), из сказанного выше относительно различий в формировании каустик выходящими вниз и вверх рефрагированными лучами следует ожидать принципиальных различий в пространственной расходимости выходящих вниз и вверх многомодовых пучков, сформированных рефрагированными модами. Однако эти различия могут заметно проявиться лишь при достаточно малых углах выхода соответствующих таким пучкам опорных лучей (то есть при $|\chi_s| \ll \chi_R$) и достаточно узком пространственном спектре возбуждаемых антенной мод, характер-

ном для антенны с оптимальной апертурой $h = h_0$ ($\chi_s = 0$) [6, 7]:

$$\frac{h_0}{\lambda_0} = n_0 \approx \left\{ \frac{2(1 - \alpha_s^2)}{a_1 \lambda_0} \right\}^{1/3}. \tag{15}$$

При используемой далее частоте излучения $f = 3$ кГц и глубине центра антенны $z_s = 400$ м из (15) при $\chi_s = 0$ находим приближенное значение $n_0 \approx 40$, которое на 32% превышает точное значение для $n_0 = 30$, следующее из результатов численных расчетов зависимости $\Pi_l(l)$ (14).

Из представленных на рис. 8 результатов численных расчетов пространственного распределения нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ действительно следует, что при выполнении сформулированных ограничений ($|\chi_s| \ll \chi_R$, $h = h_0$) вследствие формирования кау-

стического пучка пространственная расходимость выходящего вниз многомодового пучка заметно меньше, чем выходящего вверх пучка при равных по абсолютной величине углах компенсации антенны. Естественно, что отмеченные различия в пространственной расходимости пучков будут заметнее всего проявляться лишь в определенной пространственной области (в данном случае при $r \leq 200$ км, рис. 8), в которой ширина каждого пучка на горизонтах поворота соответствующего ему опорного луча не превышает величины разности глубин поворота мод, эффективно формирующих пучки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием простейшей модели открытого к поверхности подводного звукового канала в виде билинейной зависимости квадрата показателя преломления от глубины в глубоководном океаническом волноводе с акустически прозрачным дном рассмотрены закономерности, проявляющиеся при формировании пространственного распределения интенсивности акустического поля, возбуждаемого точечным источником.

Установлено, что при возбуждении достаточно широкого пространственного спектра рефрагированных и взаимодействующих с поверхностью мод, на определенной частоте излучения возможно совпадение траекторий дифракционных слабоборасходящихся пучков, формируемых слабо взаимодействующими с поверхностью модами, с определенными частями траекторий лучевых каустических слабоборасходящихся пучков, формируемых отраженными от поверхности модами. Показано, что подобное совпадение определенных частей траекторий таких пучков приводит к слиянию соответствующих им дифракционных и лучевых каустик и, тем самым, к заметному возрастанию интенсивности акустического поля вдоль характерных для них каустических линий.

С использованием лучевой теории выяснено, что, во-первых, выходящим из источника вниз рефрагированным лучам соответствует система каустических линий, самостоятельно формирующих каустический пучок лучей, а выходящим вверх рефрагированным лучам соответствуют лишь отрезки каустических линий, которые сами по себе не

формируют каустического пучка лучей. Во-вторых, выходящим из источника как вниз, так и вверх взаимодействующим с поверхностью лучам соответствуют две системы каустических линий, каждая из которых ответственна за формирование каустического пучка лучей.

Показано, что принципиальные различия в структуре каустических линий, отвечающих выходящим из источника вниз и вверх рефрагированным лучам, проявляются и при формировании вертикальной антенной выходящих вниз и вверх многомодовых пучков при достаточно малых углах выхода из центра антенны соответствующих им опорных лучей. Отмечено, что именно вследствие формирования каустического пучка лучей пространственная расходимость выходящего вниз многомодового пучка заметно меньше, чем у выходящего вверх многомодового пучка с теми же начальными параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петухов Ю.В. Лучевые и дифракционные слабоборасходящиеся пучки в океанических волноводах // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 409–419.
2. Петухов Ю.В., Абросимов Д.И., Бородина Е.Л. Каустики и слабоборасходящиеся пучки лучей в стратифицированных океанических волноводах // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 367–374.
3. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Влияние дифракционных эффектов на формирование слабоборасходящихся акустических пучков в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 437–447.
4. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
5. Guthrie A.N., Fitzgerald R.M., Nuttle D.A., Shaffer J.D. Long-range low-frequency CW propagation in the deep ocean: Antiqua–Newfoundland // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56. № 1. P. 58–69.
6. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г. Формирование каустических пучков в рефракционном океаническом волноводе // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 490–499.
7. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г., Бородина Е.Л. Формирование слабоборасходящегося каустического пучка в открытом ко дну подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 1. С. 59–72.