

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РАСХОДИМОСТЬ МНОГОМОДОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ, ФОРМИРУЕМЫХ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ 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 вертикальной антенной в глубоководном океаническом волноводе с открытым к поверхности подводным звуковым каналом и акустически прозрачным дном. Основное внимание уделяется изучению зависимости пространственной расходимости многомодовых пучков от угла компенсации антенны, излучающей тональный сигнал. Установлено, что, если размер апертуры антенны значительно превышает оптимальный, то при определенном угле компенсации, заметно отличающемся от нулевого значения, формируется многомодовый пучок с самой минимальной дифракционной расходимостью даже в отсутствие точек перегиба и гладких экстремумов зависимости длины цикла лучей от их лучевого параметра.

Ключевые слова: океанические волноводы, подводные каналы, тональное излучение, вертикальные антенны, многомодовые пучки

DOI: 10.1134/S032079191804010X

ВВЕДЕНИЕ

Ранее было рассмотрено формирование и распространение в рефракционных океанических волноводах лишь только каустических [1, 2] или слаборасходящихся [2] многомодовых пучков, акустическое поле которых сосредоточено в основном около соответствующих им опорных лучей, выходящих горизонтально из центра антенны [1–3] или под определенным, отличным от нуля углом к ее акустической оси [2], отвечающим положению гладкого экстремума зависимости длины цикла лучей от их лучевого параметра [2, 3], обратно пропорционального фазовой скорости распространения вдоль них акустических волн.

В настоящей работе рассматривается формирование и распространение многомодовых пучков при различных (в отличие от [1, 2]) углах выхода из источника соответствующих им опорных лучей в глубоководном океаническом волноводе с открытым к поверхности звуковым каналом и акустически прозрачным дном. Основное внимание уделяется изучению зависимости от угла компенсации антенны пространственной расходимости таких пучков, сформированных рефрагированными модами, для опорных лучей которых отсутствуют точки перегиба или гладкие экстре-

мумы у соответствующей им зависимости длины цикла от лучевого параметра.

ДИФРАКЦИОННАЯ РАСХОДИМОСТЬ МНОГОМОДОВЫХ ПУЧКОВ

Для решения поставленной задачи воспользуемся строгим модовым представлением для акустического поля, формируемого в океаническом волноводе вертикальной антенной, состоящей из $N = 2n + 1$ ($n \geq 0$) дискретно расположенных по ее апертуре $h = n\lambda_0$ точечных источников, излучающих тональный сигнал с частотой f . Тогда пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение интенсивности акустического поля $J(r, z)$ будет описываться выражением

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

$$V_l = \frac{1}{N} \sum_{j=-n}^n A(y_j) \Psi_l(z_s + y_j), \quad (2)$$

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

Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, $\lambda_0 = c_0/f$ – минимальная длина волны излучения, c_0 – минимальное значение скорости звука $c(z) = c_0/\bar{n}(z)$, соответствующее глубине расположения оси канала $z = z_0$, $\bar{n}(z)$ – показатель преломления акустических волн, $\Psi_l(z)$ – ортонормированные собственные функции волновода, k_l – горизонтальные волновые числа мод с номерами $l = [1, L]$, z_s – глубина центра антенны ($j = 0$), χ_s – угол компенсации антенны, совпадающий с углом выхода вниз $\chi_s < 0$ или вверх $\chi_s > 0$ луча из источника, расположенного в ее центре ($j = 0$), $H_0^{(1)}(k_l r)$ – функция Ханкеля первого рода.

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

$$\bar{n}^2(z) = \begin{cases} \bar{n}_1^2(z) = 1 + a_1(z - z_0), & 0 \leq z \leq z_0, \\ \bar{n}_2^2(z) = 1 - a_2(z - z_0), & z_0 \leq z \leq H, \\ \bar{n}_3^2(z) = \bar{n}_2^2(H), & z \geq H > z_0 \left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right). \end{cases} \quad (3)$$

В (3) выберем следующие значения параметров:

$$a_1 = 6.27 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}, \quad a_2 = 1.92 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}, \quad (4)$$

$$z_0 = 1100 \text{ м}, \quad H = 5500 \text{ м},$$

аналогичные заданным в [4] 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) при численных расчетах с целью интерпретации экспериментальных данных по сверхдальному распространению акустических волн в тропической Атлантике.

Определим оптимальный размер апертуры $h_0 = n_0 \lambda_0$, при котором антенной в океаническом волноводе формируется всего один многомодовый пучок при произвольном угле ее компенсации χ_s , а не только при $\chi_s = 0$, как это сделано в [1]. Для этого найдем расстояние, проходимое лучом, вышедшим вниз из центра антенны $0 < z_s < z_0$ под углом χ_s :

$$r = \beta \int_{z_s}^z \frac{dz}{\gamma} = \frac{2\beta}{a_1} (\gamma - \gamma_s), \quad z_s \leq z \leq z_0, \quad (5)$$

$\beta = \bar{n}_1(z_s) \cos \chi_s$, $\gamma = \sqrt{\bar{n}_1^2(z) - \beta^2}$. С использованием (5) определим горизонтальное расстояние r_g , на котором этот луч покидает характерную для однородной среды прожекторную зону антенны, то есть пересекает прямую линию

$$r = \left(z - z_s - \frac{h}{2}\right) \operatorname{ctg} \chi_s, \quad (6)$$

проходящую через нижнюю точку антенны под тем же углом χ_s . Решая следующее из (5), (6) квадратное уравнение относительно r , находим

$$r_g = \cos \chi_s \sqrt{2 \frac{h}{a_1} (1 - \alpha_s^2)}, \quad \alpha_s^2 = a_1 (z_0 - z_s). \quad (7)$$

В однородной среде $c(z) = c_0 = \text{const}$ присущая антенне в свободном пространстве характеристика направленности

$$V_l \Rightarrow \frac{\sin \left[N \frac{\pi}{2} (\sin \chi - \sin \chi_s) \right]}{N \sin \left[\frac{\pi}{2} (\sin \chi - \sin \chi_s) \right]} \quad (8)$$

формируется в зоне Фраунгофера [5]

$$r \gg \frac{r_f}{4}, \quad r_f = \frac{h^2 \cos^2 \chi_s}{\lambda_0}. \quad (9)$$

В этом случае можно считать, что антенной формируется цилиндрический пучок около опорного луча, выходящего из центра антенны под углом $\chi = \chi_s$. Вполне естественно, что при наличии стратификации скорости звука $c(z)$ аналогичная (8) характеристика направленности сможет сформироваться лишь при выполнении условия малости r_f (9) по сравнению с r_g (7). Тогда, как и в [1], из приближенного равенства $r_g \approx r_f$ можно определить оптимальный размер апертуры антенны $h = h_0$ ($n = n_0$):

$$\frac{h_0}{\lambda_0} = n_0 \approx \left(\frac{2(1 - \alpha_s^2)}{a_1 \lambda_0 \cos^2 \chi_s} \right)^{1/3}, \quad (10)$$

при котором в рефракционном волноводе (3) формируется всего лишь один преобладающий по интенсивности многомодовый пучок. Этот оптимальный размер увеличивается с ростом угла компенсации. Задавая, как в [1, 2], частоту излучения $f = 3$ кГц, из (10) находим при $\chi_s = 0$ приближенное значение $n_0 \approx 40$, которое на 32% превышает точное значение $n_0 = 30$, полученное при численном расчете зависимости от номера моды l нормированной на максимальное значение абсолютной величины коэффициента возбуждения (пространственного спектра) мод антенной

$$\Pi_l = |V_l| / \max \{|V_l|\}. \quad (11)$$

Как отмечалось в [1], дальнейшее увеличение числа элементов антенны $n > n_0$ ($h > h_0$) приведет к расширению пространственного спектра возбуждаемых мод Π_l (11) и к появлению в нем дополнительных относительных максимумов (рис. 1, 2).

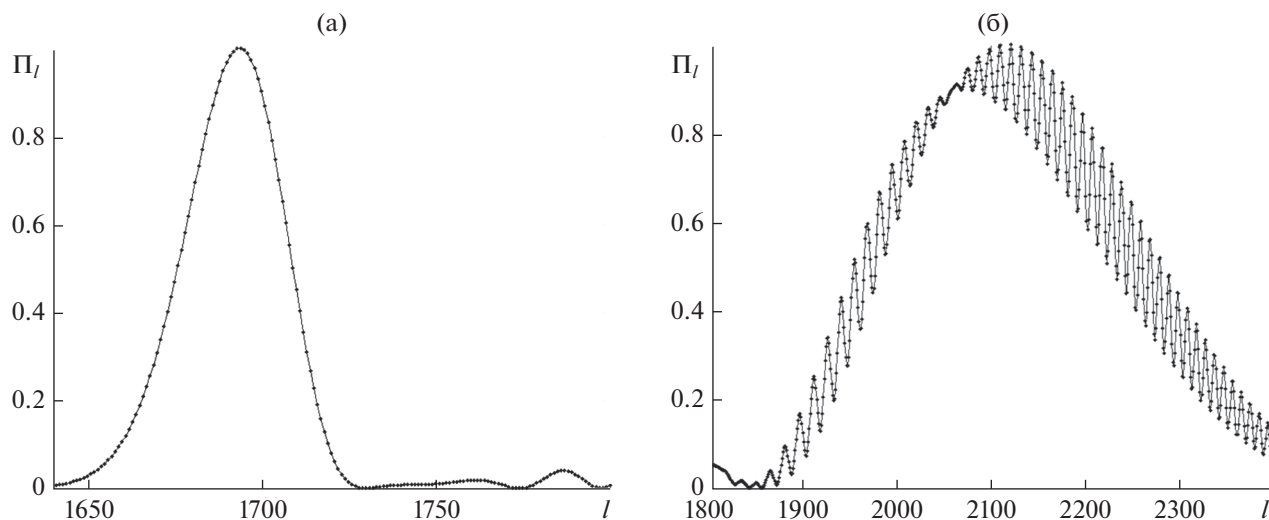


Рис. 1. Зависимость от номера моды l нормированной на максимальное значение абсолютной величины коэффициента возбуждения мод Π_l (11) при $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц, $n = n_0 = 30$ и различных углах компенсации антенны: (а) $\chi_s = 0^\circ$; (б) $\chi_s = -5^\circ$.

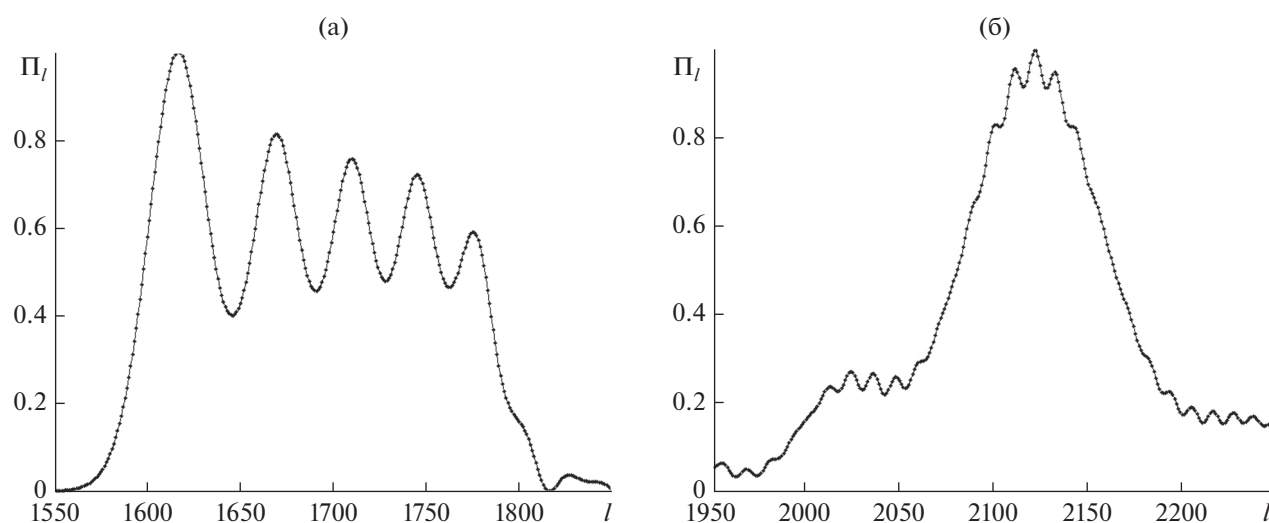


Рис. 2. Зависимость от номера моды l нормированной на максимальное значение абсолютной величины коэффициента возбуждения мод Π_l (11) при $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц, $n = 120$ и различных углах компенсации антенны: (а) $\chi_s = 0^\circ$; (б) $\chi_s = -5^\circ$.

Рассмотрим поведение зависимости $\Pi_l(l)$ (11) при изменении угла компенсации антенны. Как показывают численные расчеты (рис. 1), при оптимальном размере апертуры $h = h_0$ с увеличением χ_s пространственный спектр возбуждаемых мод заметно расширяется и смещается в область больших значений l , при этом в нем также появляются дополнительные относительные максимумы. Однако при достаточно значительном превышении размера апертуры антенны над ее оптимальным размером $h \gg h_0$ с увеличением χ_s пространственный спектр возбуждаемых мод мо-

жет сразу сужаться в определенном диапазоне изменения угла компенсации $0 \leq \chi_s \leq \chi_n$, смещаясь при этом также в область больших значений l (рис. 2). Если определять число эффективно возбуждаемых антенной мод L_0 как ширину пространственного спектра Π_l по уровню $1/3$, то, как следует из приведенных на рис. 3 результатов численных расчетов, зависимость от χ_s нормированной величины

$$\eta(\chi_s) = \ln \{L_0(\chi_s)/L_0(\chi_s = 0)\} \quad (12)$$

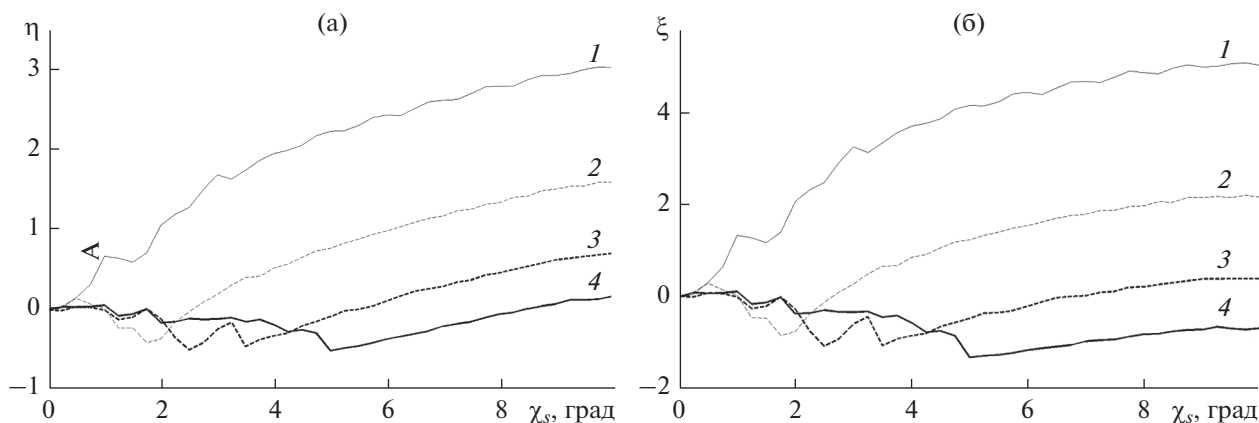


Рис. 3. Зависимости нормированных величин (а) η (12) и (б) ξ (14) от угла компенсации χ_s антенны при $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц и различном числе составляющих ее точечных источников: $n = n_0 = 30$ (кривая 1), $n = 2n_0$ (кривая 2), $n = 3n_0$ (кривая 3), $n = 4n_0$ (кривая 4).

при $n = n_0$ имеет слабо выраженный минимум при определенном значении $\chi = \chi_n$, причем $\eta(\chi_s = \chi_n) > 0$. По мере увеличения апертуры антенны ($n > n_0$) положение минимума зависимости $\eta(\chi_s)$ (12) при $\chi_s = \chi_n$ смещается в область больших значений χ_s , а его глубина возрастает ($\eta(\chi_n)$ уменьшается). В результате, начиная с некоторого n значение этого минимума становится отрицательным, $\eta(\chi_n) < 0$. При дальнейшем увеличении апертуры антенны $h(n)$ заметно расширяется диапазон изменения угла компенсации χ_s , где величина $\eta(\chi_s)$ принимает отрицательные значения, то есть $L(\chi_s = 0) > L(\chi_s)$ (см. рис. 3). Значительное внимание, уделяемое здесь поведению зависимости $\eta(\chi_s)$, обусловлено тем, что величина $L_0(\chi_s)$ во многом определяет дифракционную расходимость многомодовых пучков [6, 7].

Как показано в [6, 7], в квазиоптическом приближении дифракционная расходимость обычных многомодовых пучков, для которых в зависимости длины цикла $D(\beta)$ опорных лучей от лучевого параметра $\beta = \bar{n}(z_s) \cos \chi_s$ отсутствуют гладкие экстремумы, определяется дифракционным параметром

$$P_d = \frac{\pi L_0^2(\chi_s)}{4 |R_d^{(2)}(\beta)|}, \quad (13)$$

в котором $R_d^{(2)}(\beta) = \frac{k_0 D^3(\beta)}{2\pi dD/d\beta}$ – характерный масштаб проявления абберационных эффектов второго порядка. С ростом дифракционного параметра P_d (13) увеличивается и дифракционная расходимость многомодовых пучков, поэтому представляется важным проанализировать поведение соответствующей зависимо-

сти $P_d(\chi_s)$. В рассматриваемом океаническом волноводе (3), (4) для рефрагированных лучей с использованием (13) и следующей из [8] зависимости

$$D(\beta) = \frac{4}{a_1} \left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right) \beta \sqrt{1 - \beta^2},$$

справедливой при $-\chi_R \leq \chi_s \leq \chi_R = \arcsin \sqrt{\frac{a_1 z_s}{1 - \alpha_s^2}}$, получим для нормированной величины дифракционного параметра следующее выражение:

$$\begin{aligned} \xi(\chi_s) &= \ln \left(\frac{P_d(\chi_s)}{P_d(\chi_s = 0)} \right) = 2\eta(\chi_s) + \ln F(\chi_s), \\ F(\chi_s) &= \frac{1 - \frac{2(1 - \alpha_s^2)}{(1 - 2\alpha_s^2)} \sin^2 \chi_s}{\cos^5 \chi_s \left[1 + \left(\frac{\text{tg} \chi_s}{\alpha_s} \right)^2 \right]^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Поскольку величина $F(\chi_s)$ монотонно уменьшается при $|\chi_s| \rightarrow \chi_R$ до предельно минимального значения

$$F(\mu_1 \chi_R) \approx \left(1 - \frac{a_1 z_s}{2}\right) \left(1 - \frac{z_s}{z_0}\right)^2,$$

то минимум зависимости $P_d(\chi_s)$ (13) будет, во-первых, смещен в область меньших значений $|\chi_s|$ по сравнению с минимумом зависимости $L_0^2(\chi_s)$, во-вторых, заметнее проявляться, чем у $L_0^2(\chi_s)$.

Из приведенных на рис. 3 зависимостей $\eta(\chi_s)$ (12) и $\xi(\chi_s)$ (14) следует, что если размер апертуры $h(n)$ антенны заметно превышает оптимальный $h_0(n_0)$ ($n > n_0$), то при определенном угле компенсации

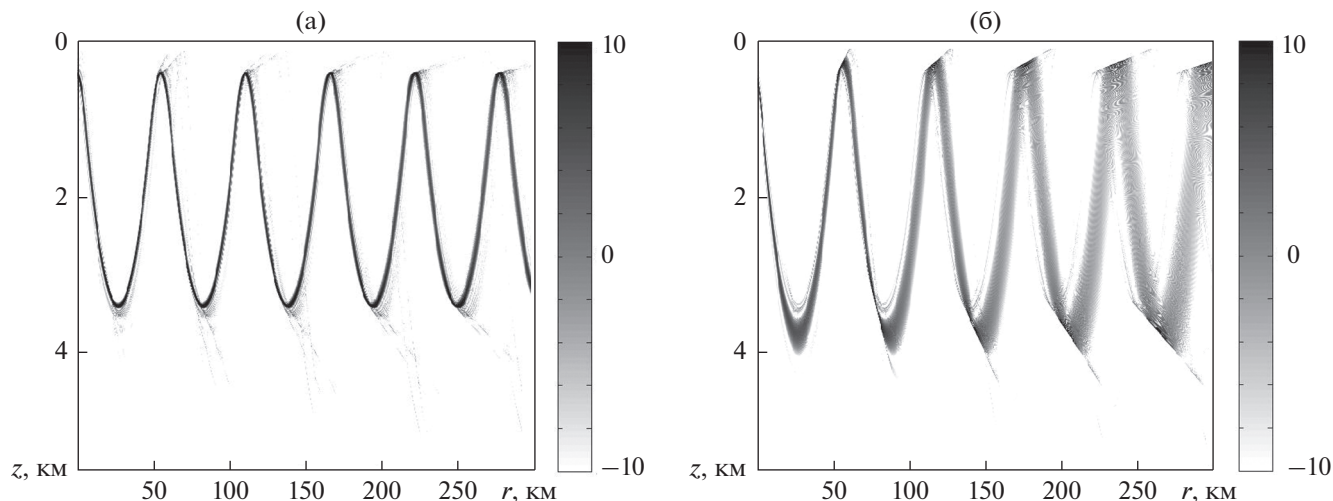


Рис. 4. Пространственное распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля, формируемого антенной при $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц, $n = n_0 = 30$ и различных углах компенсации: (а) $\chi_s = 0^\circ$; (б) $\chi_s = -5^\circ$.

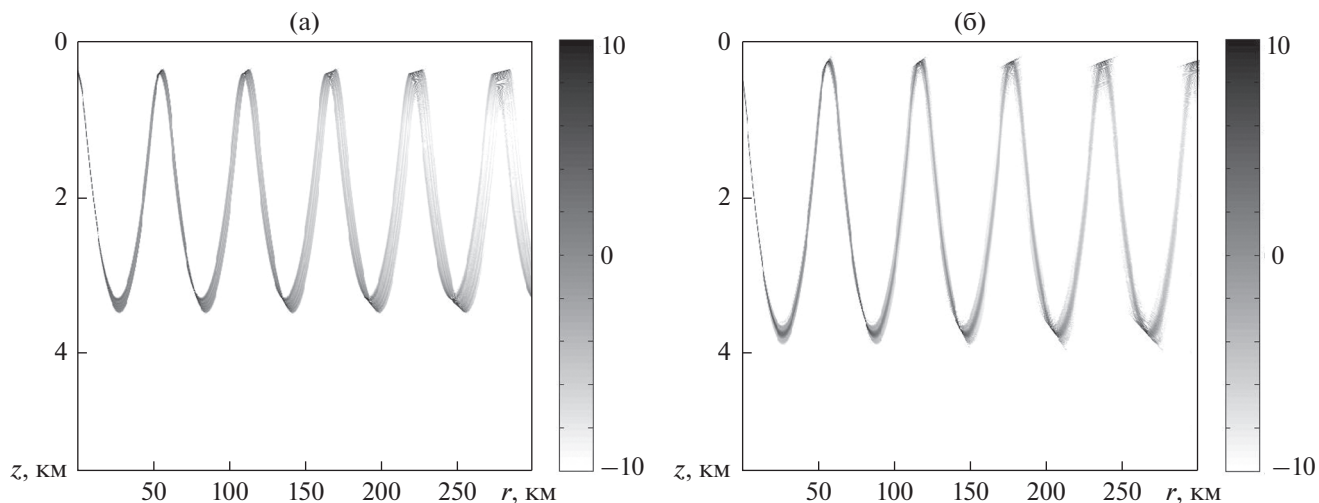


Рис. 5. Пространственное распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля, формируемого антенной при $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц, $n = 4n_0 = 120$ и различных углах компенсации: (а) $\chi_s = 0^\circ$; (б) $\chi_s = -5^\circ$.

$|\chi_s| \neq 0$ возможно формирование в океаническом волноводе многомодового пучка с минимальной дифракционной расходимостью по трассе распространения даже в отсутствие точек перегиба и гладких экстремумов у зависимости $D(\beta)$ при $|\chi_s| \leq \chi_R \approx \sqrt{a_1 z_s} \ll 1$. Последнее наглядно иллюстрируют представленные на рис. 4, 5 в плотностной записи пространственные распределения нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ (1). Приведенная на рис. 6 зависимость от χ_s величины отношения дифракционных параметров

$$\zeta(\chi_s) = \frac{P_d(\chi_s, n_0)}{P_d(\chi_s, n_4)} = \frac{L_0^2(\chi_s, n_0)}{L_0^2(\chi_s, n_4)}, \quad (15)$$

определенных из (13) для $n = n_0$ ($\chi_s = 0$) и $n = n_4 = 4n_0$ ($\chi_s = 0$), показывает, что поскольку $\zeta(\chi_n) > 1$, то при $n = n_4$ и $\chi_s = \chi_n \approx 5^\circ$ формируется многомодовый пучок с минимальной дифракционной расходимостью также и по отношению к пучку, формируемому при $n = n_0$ ($\chi_s = 0$) и $\chi_s = \chi_n \approx 5^\circ$.

Установленные с использованием численных расчетов закономерности в поведении зависимостей $L_0(\chi_s)$ ($\eta(\chi_s)$ – рис. 3а) и $P_d(\chi_s)$ ($\xi(\chi_s)$ – рис. 3б) качественно можно объяснить следующим образом. Для антенны с оптимальным размером апертуры $h = h_0$ ($\chi_s = 0$) в океаническом волноводе на расстоянии $r = r_f = h_0^2/\lambda_0$ успевает сформироваться характеристика направленности $V_f(l)$ (2),

приблизительно аналогичная характеристике направленности в однородной среде (8). Поэтому ширина ее главного максимума $\Delta\chi$ должна увеличиваться с ростом $|\chi_s|$ по следующему закону:

$$\Delta\chi = \frac{\lambda_0}{h_0} + 2|\chi_s| = \frac{1}{n_0} + 2|\chi_s| \quad (16)$$

при $n_0 \gg 1$, $|\chi_s| \ll 1$. Естественно, что расширение главного максимума (16) приведет к увеличению числа эффективно возбуждаемых антенной мод и тем самым к росту ширины $L_0(\chi_s)$ главного максимума $\Pi_l(l)$ (11) при $l = l_s(\chi_s)$ (рис. 1). Кроме того, по мере смещения этого максимума в область больших значений $l = l_s(\chi_s)$ определенный вклад в увеличение $L_0(\chi_s)$ начнет вносить эффект уменьшения разности между углами скольжения соседних мод $\Delta\chi_{l,l+1} = |\chi_{l+1}| - |\chi_l|$ с ростом их номеров. Действительно, в рамках ВКБ-приближения для рефрагированных мод имеем [8]

$$|\sin \chi_l| = \left\{ \frac{\omega_c \left(l - \frac{1}{2} \right)}{\omega \left(l - \frac{1}{2} \right)} \right\}^{1/3}, \quad \omega_c = \frac{3\pi c_0 a_1}{2(1 + a_2/a_1)}, \quad (17)$$

где χ_l – угол скольжения бриллюэновских волн на оси канала, соответствующих моде с номером l .

При реализуемых в рефракционных океанических волноводах достаточно малых углах скольжения $|\chi_l| \ll 1$ с использованием (17) находим следующую зависимость

$$\Delta\chi_{l,l+1} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^{1/3} l^{-2/3}. \quad (18)$$

Однако существует процесс, приводящий и к замедлению отмеченного выше увеличения $L_0(\chi_s)$. В самом деле, как отмечалось в [1], при $\chi_s = 0$ и $h = h_0(\chi_s = 0)$ главный максимум $\Pi_l(l)$ формируется в основном модами, горизонты поворота которых расположены на апертуре антенны и вблизи нее. С увеличением угла компенсации антенны влияние этих мод на формирование главного максимума $\Pi_l(l)$ начнет ослабевать, но все же будет оставаться определяющим в диапазоне углов

$$|\chi_s| \leq \chi_b = \arccos \sqrt{1 - \frac{a_1 h/2}{1 - \alpha_s^2}}, \quad (19)$$

в котором еще возможно существование горизонтов поворота опорных лучей на апертуре антенны $h = h_0(\chi_s = 0)$. Поэтому в определенном диапазоне изменения угла компенсации, включающем диапазон (19), возможно замедление темпа увеличения $L_0(\chi_s)$ или даже существование слабо выраженного минимума ($L_0(\chi_n) > L_0(\chi_s = 0)$) (рис. 3а). При $|\chi_s| \gg \chi_b$ определяющее влияние на поведение зависимости $\Pi_l(l)$ будут оказывать уже моды с

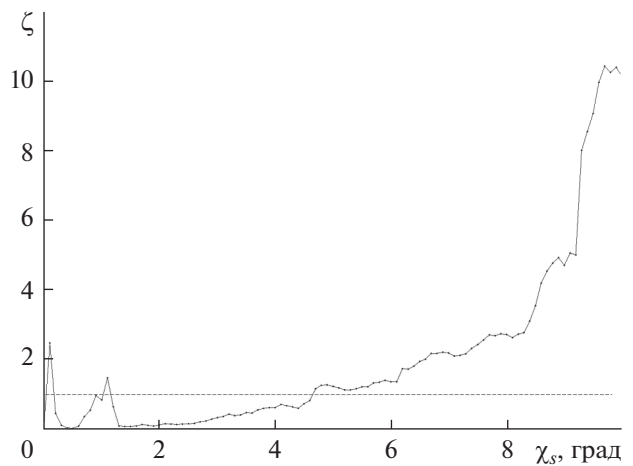


Рис. 6. Зависимость от угла компенсации χ_s величины ζ (15), характеризующей отношение дифракционных параметров пучков, формируемых антенной при $n = n_0$ и $n = 4n_0$; $z_s = 400$ м, $f = 3$ кГц.

верхними горизонтами поворота z_{lB} вне апертуры антенны $0 < z_{lB} < z_s - h/2$, а соответствующее смещение максимума $\Pi_l(l)$ в область больших значений $l = l_s(\chi_s)$ приведет к увеличению его ширины, то есть к возрастанию $L_0(\chi_s)$ (рис. 3а).

Если апертура антенны существенно превышает оптимальный размер $h \gg h_0(\chi_s = 0)$, то, как отмечалось в [1], в пространственном спектре возбуждаемых мод будут проявляться несколько сравнимых по величине максимумов (рис. 2), то есть в этом случае реализуется многолепестковая характеристика направленности, принципиально отличающаяся от типичной для однородной среды характеристики направленности (8). Как и для $h = h_0(\chi_s = 0)$, при $h \gg h_0(\chi_s = 0)$ основной вклад в формирование максимумов зависимости $\Pi_l(l)$ при $\chi_s = 0$ вносят моды с горизонтами поворота на апертуре антенны и вблизи нее, однако теперь влияние этих мод будет оставаться определяющим в существенно более широком диапазоне изменения угла компенсации $|\chi_s| \leq \chi_b$ (19), чем при $h = h_0(\chi_s = 0)$. Естественно, что с ростом $|\chi_s| > \chi_b$ сначала будет ослабевать влияние мод с относительно низкими номерами, формирующих наиболее выделенные по величине максимумы зависимости $\Pi_l(l)$, и усиливаться влияние мод с относительно высокими номерами, формирующих максимумы при больших значениях l . Именно на этом этапе изменения $|\chi_s|$ возможно заметное уменьшение величины $L_0(\chi_s)$, которое может продолжаться до формирования одного широкого максимума $\Pi_l(l)$ при $l = l_s(\chi_s)$ (рис. 2). Дальнейшее увеличение $|\chi_s|$ приведет к смещению

максимума при $l = l_s(\chi_s)$ в диапазон относительно еще более высоких номеров мод, в котором при $\chi_s = 0$ соответствующие моды практически не возбуждались, $P_d(l) \ll 1$. Ширина такого максимума $L_0(\chi_s)$ начнет уже возрастать из-за увеличения числа возбуждаемых мод, обусловленного уменьшением разности между их углами скольжения $\Delta\chi_{l,l+1}$ (18). В результате протекания таких разнонаправленных процессов при $h \gg h_0(\chi_s = 0)$ и может появиться достаточно глубокий минимум зависимости $L_0(\chi_s)$ при $\chi_s = \chi_n$, для которого выполняется условие $L_0(\chi_n) < L_0(\chi_s = 0)$ и тем самым формируется многомодовый пучок с минимальной дифракционной расходимостью, которому соответствует минимальное значение дифракционного параметра $P_{\min} = \min\{P_d(\chi_s)\}$ (рис. 3).

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 вертикальной антенной, излучающей тональный сигнал.

Установлено, что у зависимости ширины пространственного спектра формирующих пучков мод от угла компенсации вертикальной антенны имеет место относительный максимум и следующий за ним относительный минимум. С увеличением апертуры антенны относительный максимум смещается в область меньших значений, а относительный минимум — в область больших значений угла компенсации; при этом величина максимума уменьшается, а глубина минимума увеличивается и достигает минимально возможной величины ширины спектра.

Показано, что поскольку дифракционный параметр обычного многомодового пучка пропорционален квадрату ширины пространственного спектра формирующих его мод и обратно пропорционален характерному пространственному масштабу проявления абберационных эффектов второго порядка, то в зависимости дифракционного параметра от угла компенсации антенны также присутствуют относительный максимум и следующий за ним минимум. Результатами численного моделирования наглядно проиллюстрировано усиление и ослабление пространственной расходимости многомодовых пучков соответственно с увеличением и уменьшением их дифракционного параметра.

Выяснено, что если размер апертуры антенны значительно превышает оптимальный, то при

определенном угле компенсации, заметно отличающемся от нулевого значения, формируется многомодовый пучок с самой минимальной дифракционной расходимостью даже в отсутствие точек перегиба и гладких экстремумов у зависимости длины цикла лучей от их лучевого параметра.

Для антенны с оптимальным размером апертуры, которой при нулевом угле компенсации в пространственном спектре возбуждаемых мод формируется всего лишь один главный максимум и, тем самым, единственный многомодовый пучок в океаническом волноводе, наиболее наглядно показано, что с ростом угла компенсации имеет место не только увеличение ширины этого максимума, но и появление дополнительных максимумов, характеризующих формирование многомодовой структуры основного многомодового пучка.

Здесь остается лишь отметить, что выбор простейшей модели (3), (4) рефракционного океанического волновода несколько не ограничивает общности установленных в настоящей работе закономерностей, а сделан исключительно только с целью упрощения получения соответствующих приближенных аналитических выражений, позволяющих интерпретировать результаты численного моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г. Формирование каустических пучков в рефракционном океаническом волноводе // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 490–499.
2. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г., Бородина Е.Л. Формирование слабодиффракционного каустического пучка в открытом ко дну подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2017. Т. 6. № 1. С. 59–72.
3. Петухов Ю.В., Абросимов Д.И., Бородина Е.Л. Каустики и слабодиффракционные пучки лучей в стратифицированных океанических волноводах // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 367–374.
4. 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.
5. Петухов Ю.В. Теория гидроакустических антенн. Ч. I. Аддитивные апертурные антенны. Учебное пособие. Н. Новгород: ННГУ, 1999. 144 с.
6. Петухов Ю.В., Хилько А.А. Формирование, распространение и фокусировка акустических пучков в океанических волноводах. Квазиоптическое приближение // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 5. С. 796–806.
7. Петухов Ю.В., Хилько А.А. Формирование, распространение и фокусировка акустических пучков в океанических волноводах. Моделирование процессов // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 6. С. 981–989.
8. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.