АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2015, том 61, № 6, с. 729–735

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.221

РАБОТА ЛИНЕЙНОЙ И КОЛЬЦЕВОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ АНТЕНН В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2015 г. В. Г. Бурдуковская, Ю. В. Петухов, А. И. Хилько

Институт прикладной физики РАН
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова 46
E-mail: b.vg@hydro.appl.sci-nnov.ru; petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru
A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 03.02.2015 г.

С целью однозначного определения направления на источник тонального излучения выполнен сравнительный анализ направленных свойств достаточно протяженных линейной и кольцевой горизонтальных антенн в мелком море. В качестве модели мелкого моря, в которой реализуется многомодовый режим распространения акустических сигналов, используется изоскоростной волновод с однородным жидким дном.

Ключевые слова: мелкое море, горизонтальные антенны, тональное излучение.

DOI: 10.7868/S0320791915050056

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1–3], при определении направления на источник тонального излучения в мелководном океаническом волноводе с использованием линейной горизонтальной антенны возникают существенные затруднения при достаточно заметном угловом отклонении источника от направления акустической оси антенны. Возникающие при этом неоднозначности обусловлены возбуждением в соответствующем волноводе определенного количества мод, которые в зависимости от размера апертуры антенны могут в угловой зависимости ее отклика выделятся по отдельности или характерными группами. Естественно, что лишь при возбуждении одной моды и точном знании ее горизонтального волнового числа возможно однозначное определение направления на источник тонального излучения.

Отмеченные затруднения в однозначном определении направления на источник в океаническом волноводе с использованием линейной горизонтальной антенны [1–3] могут быть преодолены, если для решения задачи воспользоваться горизонтальной кольцевой антенной [4]. Однако следует отметить, что в [4] при достаточно маломодовом режиме распространения отклик кольцевой антенны рассматривался лишь для одного значения горизонтального расстояния, при котором в направлении на источник формировался основной максимум у зависимости ее отклика от угла компенсации. При этом не исследовалась обусловленная проявлением конструктивной интерференции мод зависимость от горизонтального расстояния отклика кольцевой антенны.

Настоящая работа посвящена более тщательному чем в [4] исследованию влияния интерференционных эффектов на формирование угловой зависимости отклика горизонтальной кольцевой антенны в мелководном океаническом волноводе и сопоставлению получаемых при этом результатов с аналогичными результатами для линейной горизонтальной антенны.

ОТКЛИК ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ АНТЕНН

При решении поставленной задачи определим, по аналогии с ситуацией в свободном пространстве [5], отклик приемной горизонтальной антенны в океаническом волноводе выражением следующего вида [6]:

$$B(\varphi,\varphi_c) = J(\varphi,\varphi_c)/\max\{J(\varphi,\varphi_c)\}, \qquad (1)$$

где величина

$$J(\varphi,\varphi_c) = \frac{2\pi}{r}\left|\sum_{l=1}^{L_0}\frac{D_l(\varphi,\varphi_c)}{\sqrt{k_l}}\psi_l(z_s)\psi_l(z)e^{ik_l r}\right|^2 \qquad (2)$$

описывает интенсивность принимаемого антенной акустического поля, возбуждаемого точечным источником тонального излучения с частотой f, расположенным на горизонтальном расстоянии r от центра антенны и глубине z_s. Здесь φ – азимутальный угол между направлением на источник и акустической осью антенны, φ_c – соответствующий угол компенсации, k_l – горизонтальные волновые числа мод с номерами $l = [1, L_0]$ и соответствующие им ортонормированные собственные функции ψ_l волновода, $D_l(\varphi,\varphi_c)$ – характеристика направленности антенны для моды соответствующего номе-

ра. При этом для линейной фокусируемой антенны с апертурой $L\left(\frac{L}{2} \ll r\right)$, согласно [6], получаем

$$D_l(\varphi,\varphi_c) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2\eta_l}}\exp\left\{-i\frac{\xi_l^2}{4\eta_l}\right\}(F^*(x_1) - F^*(x_2)), \quad (3)$$

$$\xi_l = \frac{k_c L}{2}\left(\sin\varphi_c - \frac{k_l}{k_c}\sin\varphi\right),$$
$$\eta_l = \frac{k_c L^2}{8r_c}\left(\frac{k_l r_c}{k_c r}\cos^2\varphi - \cos^2\varphi_c\right), \quad (4)$$

$$F^*(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^x e^{ix^2}dx,$$
$$x_1 = \sqrt{\eta_l}\left(1 + \frac{\xi_l}{2\eta_l}\right), \quad x_2 = x_1 - 2\sqrt{\eta_l}, \quad (5)$$

а для фокусируемой кольцевой антенны с радиусом R_0 ($R_0 \ll r$)

$$D_l(\varphi,\ \varphi_c) = \frac{1}{2\pi}\exp\left\{\frac{ik_c R_0^2}{4r_c}\left(\frac{k_l r_c}{k_c r} - 1\right)\right\}\int_0^{2\pi}\Phi(\psi)d\psi, \quad (6)$$

$$\Phi(\psi) = \exp\left\{ik_c R_0 \times \right.$$
$$\left. \times\left[a_l\cos(\psi - \psi_a) + \frac{R_0}{4r_c}b_l\cos(2\psi - \psi_b)\right]\right\}, \quad (7)$$

$$a_l = \left\{1 + \left(\frac{k_l}{k_c}\right)^2 - 2\frac{k_l}{k_c}\cos(\varphi - \varphi_c)\right\}^{1/2},$$
$$b_l = \left\{1 + \left(\frac{k_l r_c}{k_c r}\right)^2 - 2\frac{k_l r_c}{k_c r}\cos[2(\varphi - \varphi_c)]\right\}^{1/2}, \quad (8)$$

$$\psi_a = \operatorname{arctg}\left(\frac{\sin\varphi_c - \frac{k_l}{k_c}\sin\varphi}{\cos\varphi_c - \frac{k_l}{k_c}\cos\varphi}\right),$$
$$\psi_b = \operatorname{arctg}\left(\frac{\sin 2\varphi_c - \frac{k_l r_c}{k_c r}\sin 2\varphi}{\cos 2\varphi_c - \frac{k_l r_c}{k_c r}\cos 2\varphi}\right). \quad (9)$$

Здесь k_c и r_c – компенсирующие горизонтальное волновое число и горизонтальное расстояние соответственно.

В зоне Фраунгофера каждой такой антенны и в отсутствие их фокусировки ($1/r_c = 0$) из (3)–(5) и (6)–(9) находим

$$D_l(\varphi,\varphi_c) = \frac{\sin\xi_l}{\xi_l}, \quad \frac{k_l L^2}{8r}\cos^2\varphi \ll \pi, \quad (10)$$

$$D_l(\varphi,\varphi_c) = J_0(k_c R_0 a_l), \quad \frac{k_l R_0^2}{2r} \ll \pi. \quad (11)$$

Сравнительный анализ выражений (3)–(11) позволяет сделать ряд выводов относительно принципиальных различий в поведении отклика (1) линейной и кольцевой антенн в многомодовых океанических волноводах.

Во-первых, в зоне Фраунгофера (10), (11), в отличие от $B(\varphi,\varphi_c)$ (1) для линейной антенны, зависимость отклика кольцевой антенны от угла компенсации φ_c будет симметрична относительно направления на источник φ, при этом в ней будут отсутствовать "зеркальные" максимумы. Это может позволить однозначно определять направление на источник в океаническом волноводе с использованием кольцевой антенны, что наглядно проиллюстрировано в [2] при маломодовом режиме распространении. Однако из-за повышенного уровня боковых лепестков $D_l(\varphi,\varphi_c)$ для кольцевой антенны (11), по сравнению с $D_l(\varphi,\varphi_c)$ для линейной антенны (10), при определении φ затруднения могут возникнуть при достаточно большом R_0 и многомодовом режиме распространения звуковых сигналов, реализующемся в мелководных океанических волноводах лишь на относительно коротких дистанциях.

Во-вторых, для кольцевой антенны соответствующий зоне Френеля диапазон горизонтальных расстояний $R_0 \ll r \le k_l R_0^2/2\pi$, в котором только и возможно заметное проявление ее фокусирующих свойств и наиболее вероятен многомодовый режим распространения, не зависит от углового расположения φ источника, причем в этой зоне ее отклик симметричен относительно различных значений φ (6)–(9). Для линейной антенны соответствующий зоне Френеля диапазон горизонтальных расстояний $\frac{L}{2} \ll r \le \frac{k_l L^2}{8}\cos^2\varphi$ существенно зависит от направления на источник. Поэтому использование кольцевой антенны также предпочтительнее и для возможного определения горизонтального расстояния $r_c = r$ до источника при различных значениях φ. Однако решение последней задачи требует отдельного рассмотрения.

Таким образом, для определения в мелководных океанических волноводах координат точечного источника тонального излучения, в том числе и слабоконтрастных сосредоточенных рассеивателей [7], предпочтительнее использовать вместо линейной горизонтальную кольцевую антенну.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Сформулированные выше достаточно общие выводы проиллюстрируем результатами численных расчетов поведения зависимостей $B(\varphi,\varphi_c)$ от угла компенсации φ_c. Воспользуемся простейшей моде-

лью волновода в виде изоскоростного водного слоя глубины $H = 200$ м со скоростью звука $c_0 = 1.5$ км/с и с плотностью среды $\rho_0 = 10^3$ кг/м^3, лежащего на однородном жидком полупространстве со скоростью звука $c = 1.7$ км/с и с плотностью среды $\rho = 1.4\rho_0$. В этом случае выражение для $J(\varphi, \varphi_c)$ (2) запишется в следующем виде:

$$J(\varphi, \varphi_c) = \frac{8\pi}{H^2 k_0 r}\left|\sum_{l=1}^{L_0} V_l D_l(\varphi, \varphi_c) e^{ik_0\beta_l r}\right|^2, \qquad (12)$$

где

$$V_l = A_l \sin(k_0\alpha_l z_s)\sin(k_0\alpha_l z), \qquad (13)$$

$$A_l = \frac{\left(\gamma_0^2 - \alpha_l^2\right)^{3/2}}{\left(\gamma_0^2 - \alpha_l^2\right)^{3/2} + \dfrac{m\gamma_0^2}{k_0 H}\cos^2(k_0 H\alpha_l)}, \qquad (14)$$

$$k_0 = \omega/c_0, \quad \beta_l = k_1/k_0 = \sqrt{1-\alpha_l^2},$$
$$\gamma_0 = \sqrt{1-n^2}, \quad n = c_0/c, \quad m = \rho/\rho_0. \qquad (15)$$

Значения $0 < \alpha_l \le \gamma_0$ находятся из дисперсионного уравнения

$$\alpha_l \cos(k_0 H\alpha_l) + \sin(k_0 H\alpha_l)\frac{\sqrt{\gamma_0^2 - \alpha_l^2}}{m} = 0. \qquad (16)$$

Предположим, что горизонтальные кольцевая антенна с радиусом R_0 и линейная антенна с апертурой $L = 2R_0$ расположены на поверхности дна $z = H$, а источник тонального излучения с частотой $f = 200$ Гц находится на глубине $z_s = 10^2$ м и различных расстояниях r; положим также $k_c = k_0$.

С использованием (12)–(16) рассмотрим сначала направленные свойства соответствующих антенн в зоне Фраунгофера (10), (11), т.е. при $r > r_F = L^2/\lambda$, где $\lambda = 2\pi/k_0$ – длина волны излучения.

Приведенные на рис. 1 результаты численных расчетов зависимости пространственного периода интерференции соседних мод

$$R_{l,l+1} = \frac{2\pi}{k_l - k_{l+1}} \qquad (17)$$

от их номера l позволяют оценить размер апертуры линейной антенны $L \ge R_{l,l+1}$, с использованием которой в наилучшей ситуации (при $\varphi = \pi/2$) можно выделять отдельные моды соответствующих номеров. При этом зависимость от l величины V_l(13), характеризующей амплитуду моды, представлена на рис. 2. Учитывая зависимость $R_{l,l+1}(l)$ (рис. 1), рассмотрим здесь наиболее реальную ситуацию $L \ll \min\{R_{l,l+1}\}$, при которой с использованием линейной антенны можно выделять лишь группы мод из их общего числа $L_0 = \left[2H\gamma_0/\lambda + \dfrac{1}{2}\right] = 25$.

Из представленных на рис. 3, 4 расчетов зависимостей $B(\varphi, \varphi_c)$ от угла компенсации φ_c на раз-

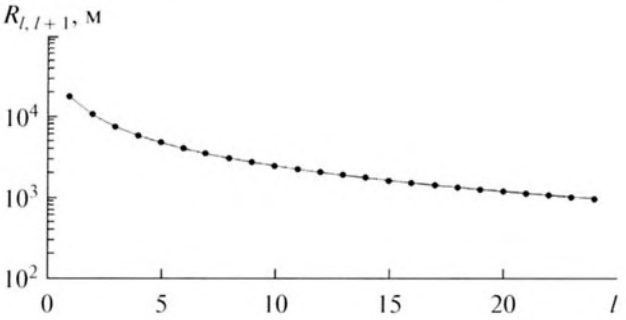

Рис. 1. Зависимость пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}$ от их номера l.

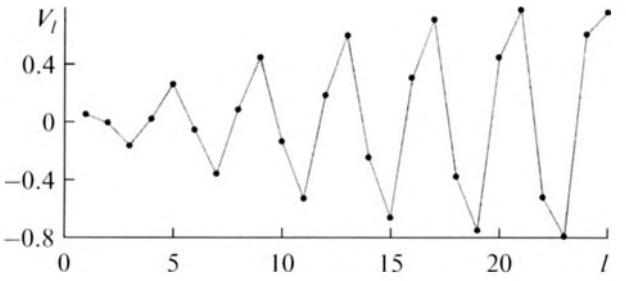

Рис. 2. Зависимость от номера моды l величины V_l (13), характеризующей амплитуду моды.

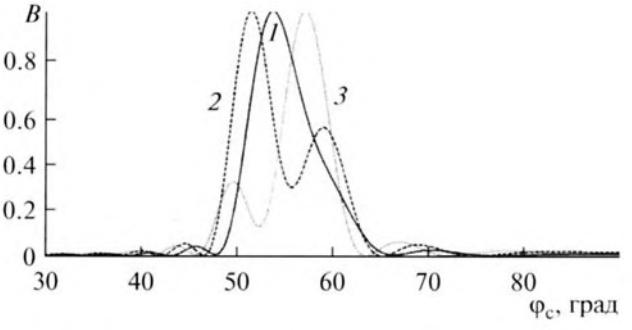

Рис. 3. Зависимость от угла компенсации φ_c отклика B горизонтальной линейной антенны при $L = 2R_0$, $R_0 = 64$ м, $\varphi = 60°$ на различных горизонтальных расстояниях: $r = 2$ км (кривая *1*), $r = 2.4$ км (кривая *2*) и $r = 2.8$ км (кривая *3*).

личных горизонтальных расстояниях при $R_0 = 64$ м ($r_F = 2.19$ км) можно сделать следующие выводы.

Во-первых, как и следовало ожидать, максимум отклика линейной антенны расположен при меньшем значении $\varphi_c = \varphi_s$ по сравнению с $\varphi = 60°$, поскольку максимальные значения $D_l(\varphi, \varphi_c)$ (10) для различных мод достигаются при меньших по сравнению с φ значениях угла компенсации:

$$\varphi_c = \varphi_{lc} = \arcsin\{\beta_l \sin\varphi\}. \qquad (18)$$

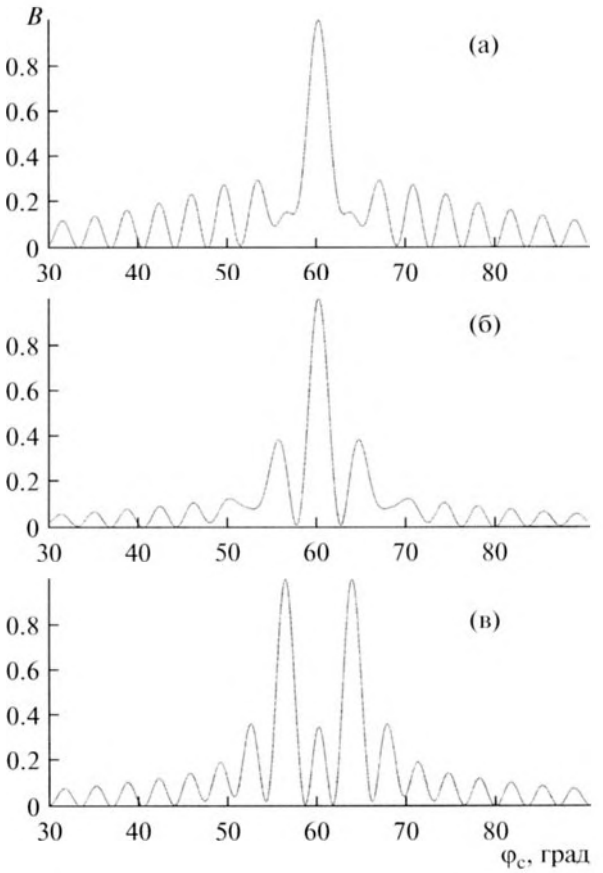

Рис. 4. Зависимость от угла компенсации φ_c отклика B горизонтальной кольцевой антенны при $R_0 = 64$ м, $\varphi = 60°$ на различных горизонтальных расстояниях: (а) $r = 2$ км; (б) $r = 2.4$ км; (в) $r = 2.8$ км.

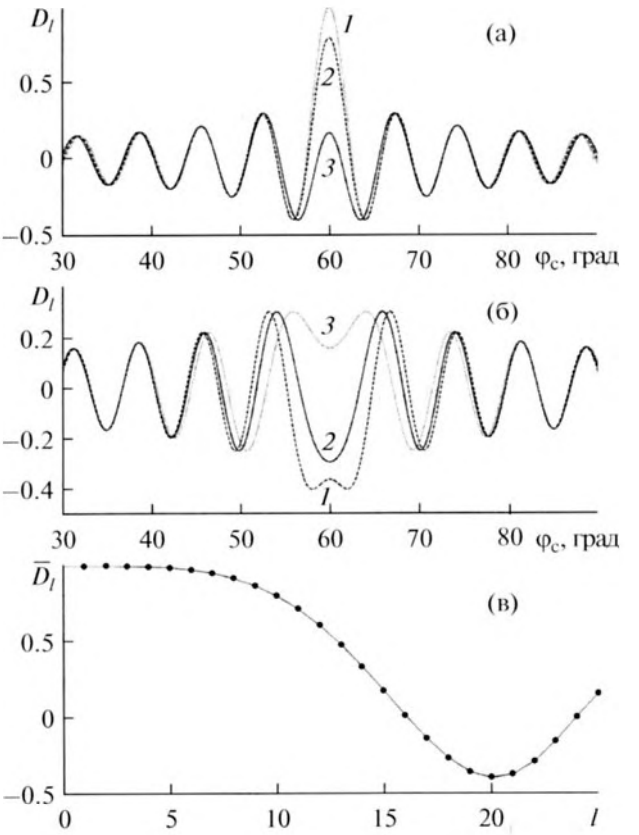

Рис. 5. Зависимость от угла компенсации φ_c характеристики направленности кольцевой антенны D_l (11) на отдельные моды: (а) $l = 1$ (кривая *1*), $l = 10$ (кривая *2*), $l = 15$ (кривая *3*); (б) $l = 19$ (кривая *1*), $l = 22$ (кривая *2*), $l = 25$ (кривая *3*); (в) зависимость величины $\overline{D}_l$ (19) от номера моды l при $R_0 = 64$ м.

При этом появление заметных отличий φ_s от φ, а именно, $2.5° < \varphi - \varphi_s < 8°$, обусловлено также и более эффективным возбуждением мод относительно высоких номеров (рис. 2). Следовательно, в данном случае использование линейной горизонтальной антенны при определении направления на точечный источник тонального излучения может привести к заметным погрешностям (рис. 3).

Во-вторых, максимум отклика кольцевой антенны достигается при $\varphi_c = \varphi$, но лишь в определенных – достаточно широких, периодически чередующихся областях горизонтальных расстояний (рис. 4а, 4б). Однако, чего не отмечалось ранее [2], в соседних с ними областях горизонтальных расстояний при $\varphi_c = \varphi$ в отклике такой антенны имеет место резко выраженный минимум, при этом вследствие симметрии относительно значения $\varphi_c = \varphi$ отклика $B(\varphi, \varphi_c)$, в нем присутствуют уже два абсолютных максимума (рис. 4в). Такое поведение отклика кольцевой антенны обусловлено соответствующей трансформацией характеристики направленности $D_l(\varphi, \varphi_c)$ (11) в зависимости от номера моды (рис. 5), результатом которой является осциллирующая зависимость от l (рис. 5) величины $D_l(\varphi, \varphi_c)$ при $\varphi_c = \varphi$:

$$\overline{D}_l = D_l(\varphi_c, \varphi_c) = J_0(k_0 R_0 (1 - \beta_l)). \qquad (19)$$

Поэтому для мод с номерами $1 \le l \le l_1$, фазовые скорости которых удовлетворяют условию

$$k_0 R_0 (1 - \beta_l) \le \frac{3}{2}, \qquad (20)$$

когда значения величины $\overline{D}_l$ (19) близки к значению абсолютного максимума функции Бесселя ($J_0(0) = 1$) и превышают абсолютное значение ее первого минимума, в соответствующих этим модам областях горизонтальных расстояний

$$m_1 R_{l_1, l_1+1} \le r \le m_0 R_{1,2} \quad (m_0 = 1, 2, \ldots, m_1 = 1, 2, \ldots) \qquad (21)$$

можно ожидать появление у $B(\varphi, \varphi_c)$ при $\varphi_c = \varphi$ абсолютного максимума. Для мод с номерами $l_2 \le l \le l_3$, фазовые скорости которых удовлетворяют условию

$$2.2 < k_0 R_0 (1 - \beta_l) < 2.4, \qquad (22)$$

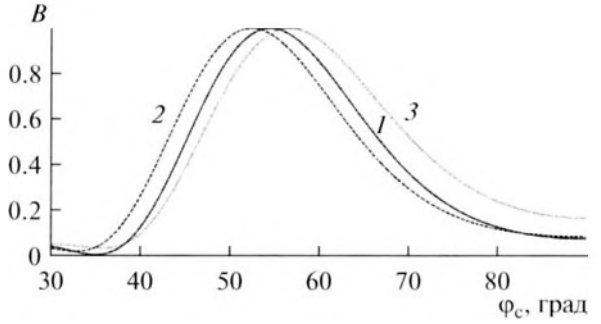

Рис. 6. Зависимость от угла компенсации φ_c отклика B горизонтальной линейной антенны при $L = 2R_0$, $R_0 = 16$ м, $\varphi = 60°$ на различных горизонтальных расстояниях: $r = 2$ км (кривая *1*), $r = 2.4$ км (кривая *2*) и $r = 2.8$ км (кривая *3*).

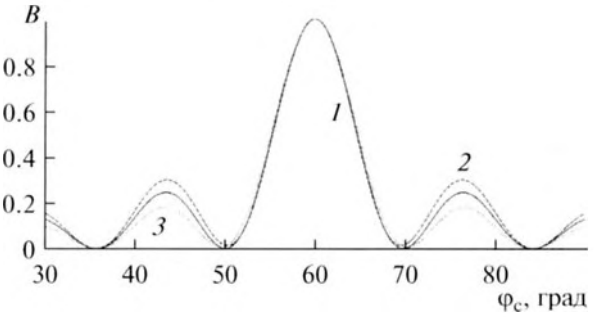

Рис. 7. Зависимость от угла компенсации φ_c отклика B горизонтальной кольцевой антенны при $R_0 = 16$ м, $\varphi = 60°$ на различных горизонтальных расстояниях: $r = 2$ км (кривая *1*), $r = 2.4$ км (кривая *2*) и $r = 2.8$ км (кривая *3*).

значения величины $\overline{D}_l$ (19) близки к нулевому, в данном случае (см. (22)) – к первому нулю функции Бесселя, поэтому в соответствующих областях горизонтальных расстояний

$$\begin{cases} m_3 R_{l_3,l_3+1} < r < m_2 R_{l_2,l_2+1}, \\ \left(m_1 + \frac{1}{2}\right) R_{l_1,l_1+1} < r < \left(m_0 + \frac{1}{2}\right) R_{1,2} \end{cases} \tag{23}$$

можно ожидать появление у $B(\varphi,\varphi_c)$ минимума при $\varphi_c = \varphi$.

Естественно, что при выполнении условия (20) для всех L_0 возбуждаемых мод основной максимум в отклике кольцевой антенны $B(\varphi,\varphi_c)$ при $\varphi_c = \varphi$ будет наблюдаться во всей области горизонтальных расстояний. В этом случае из (20) находим значение радиуса кольцевой антенны:

$$R_0 = R_{0m} = \frac{3\lambda}{4\pi\{1-\beta_l\}|_{l=L_0}}, \tag{24}$$

основной максимум отклика которой будет всегда находиться при $\varphi_c = \varphi$. Полагая в (24) $\beta_l \approx n$ при $l = L_0$, находим для R_{0m} следующее приближенное выражение:

$$R_{0m} \approx R_{op} = \frac{3\lambda}{4\pi(1-n)}. \tag{25}$$

При используемых здесь значениях параметров излучения и волновода из (24) находим следующие значения для соответствующих величин: $R_{0m} = 15.95$ м, $R_{op} \approx 15.22$ м.

Представленные на рис. 6–8 результаты расчетов при $R_0 = 16$ м откликов линейной (рис. 6) и кольцевой (рис. 7) антенн, а также характеристики направленности кольцевой антенны $D_l(\varphi,\varphi_c)$ (11) (рис. 8) и ее значений $\overline{D}_l$ (19) (рис. 8) для различных мод подтверждают сделанные выше выводы относительно существования предельно максимального значения для радиуса кольцевой антенны $R_0 = R_{0m}$ (24).

Здесь остается лишь отметить, что и при радиусе кольцевой антенны R_0, заметно превышающем значение R_{0m} (24), возможно однозначное определение направления на источник даже в тех областях горизонтальных расстояний, где в ее отклике $B(\varphi,\varphi_c)$ при $\varphi_c = \varphi$ присутствует резко выраженный минимум (рис. 4в). Действительно, в этом случае для определения направления на источник в соответствующих областях горизонтальных расстояний необходимо воспользоваться свойством симметрии отклика кольцевой антенны $B(\varphi,\varphi_c)$ относительно значения $\varphi_c = \varphi$. В результа-

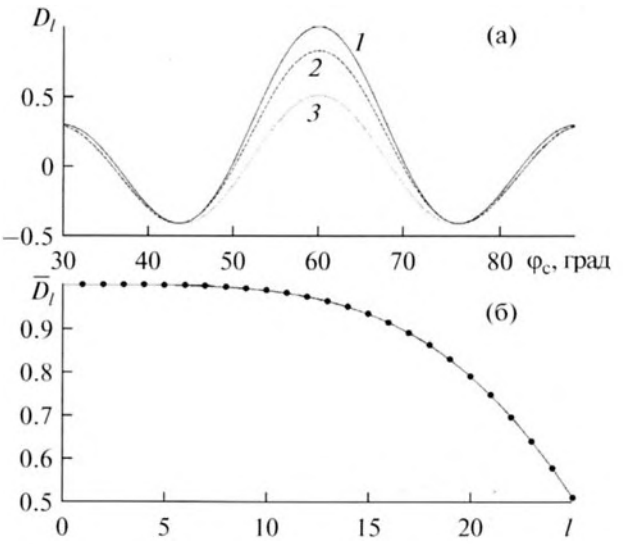

Рис. 8. Зависимость от угла компенсации φ_c характеристики направленности кольцевой антенны D_l (11) на отдельные моды: (а) $l = 1$ (кривая *1*), $l = 19$ (кривая *2*), $l = 25$ (кривая *3*); (б) зависимость величины $\overline{D}_l$ (19) от номера моды l при $R_0 = 16$ м.

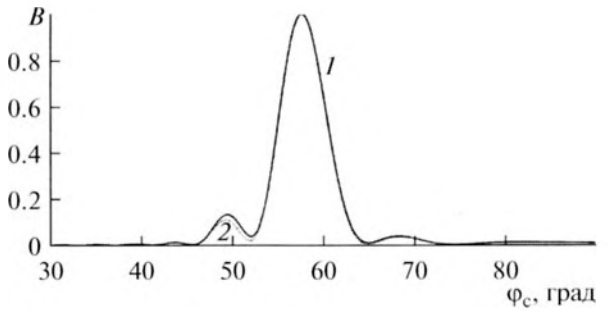

Рис. 9. Зависимости от угла компенсации φ_c отклика B линейной антенны в зоне Френеля, рассчитанные при $r = 0.5$ км, $L = 2R_0$, $R_0 = 64$ м, $\varphi = 60°$ и различных значениях r_c: $1/r_c = 0$ (кривая *1*), $r/r_c = 1$ (кривая *2*).

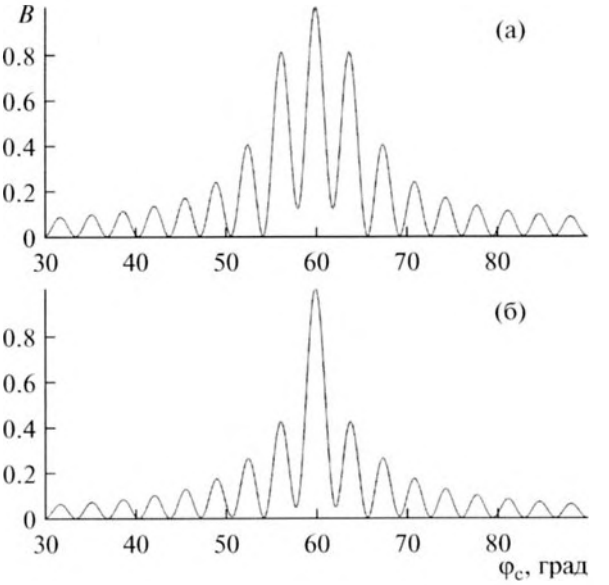

Рис. 10. Зависимости от угла компенсации φ_c отклика B кольцевой антенны в зоне Френеля, рассчитанные при $r = 0.5$ км, $R_0 = 64$ м, $\varphi = 60°$ и различных значениях r_c: (а) $1/r_c = 0$; (б) $r/r_c = 1$.

те определение направления на источник сведется к поиску такого значения φ_c, относительно которого симметрична огибающая отклика кольцевой антенны.

Естественно, что в частном случае одномодового режима распространения акустического излучения в океаническом волноводе при определении направления на источник с использованием кольцевой антенны уже не потребуется точная информация о горизонтальном волновом числе соответствующей моды, необходимая при решении аналогичной задачи с использованием линейной антенны.

Остановимся теперь на рассмотрении направленных свойств соответствующих антенн в зоне Френеля $r < r_F$. Вполне естественно, что в этой зоне может усложниться определение направления на источник, если не учитывать кривизну волнового фронта в горизонтальной плоскости (по φ) для каждой моды. При этом заведомо возникнут значительные трудности в определении горизонтального расстояния до источника по сравнению с однородным пространством [6]. В самом деле, как следует из (3)–(5), характеристика направленности линейной антенны на моду определенного номера в зоне Френеля на соответствующей фокальной поверхности

$$r_c = r_{lc} = \frac{r\cos^2\varphi_c}{\beta_l\cos^2\varphi} \tag{26}$$

совпадает с характеристикой направленности такой антенны в зоне Фраунгофера (при $\eta_l = 0$). Аналогичная же ситуация для характеристики направленности кольцевой антенны на моду определенного номера (6)–(9) имеет место при $b_l = 0$ лишь на соответствующей фокальной линии

$$r_c = r_{lc} = \\ = \frac{r}{\beta_l}\left\{\cos[2(\varphi-\varphi_c)] \pm \sqrt{\cos^2[2(\varphi-\varphi_c)]-1}\right\}, \tag{27}$$

т.е. при $\varphi = \varphi_c$ и $r_{lc} = r/\beta_l$.

Если линейная антенна позволяет выделять все моды волновода $L > \max\{R_{l,l+1}\}$, то с использованием (18) из (26) находим зависимость для фокальных расстояний следующего вида:

$$r_c = r_{lc} = \frac{r}{\beta_l}\left(1 + \alpha_l^2\mathrm{tg}^2\varphi\right). \tag{28}$$

В рассматриваемой же здесь реальной ситуации $L < \min\{R_{l,l+1}\}$, при которой линейная антенна позволяет выделять лишь определенные группы мод (рис. 3), невозможно однозначное определение направления на источник и, тем самым, невозможно сфокусировать такую антенну на источник с целью определения горизонтального расстояния до него. При этом угловая зависимость отклика линейной антенны весьма слабо зависит от компенсирующего горизонтального расстояния r_c (рис. 9), хотя изменения максимального значения интенсивности $J_m = \max\{J(\varphi, \varphi_c\}$ акустического поля могут достигать 20%.

В отличие от линейной антенны, угловая зависимость отклика кольцевой антенны может существенно расширяться в зоне Френеля (рис. 10а). Однако при компенсирующем горизонтальном расстоянии, совпадающим с расстоянием до источника $r = r_c$, отклик такой антенны практически совпадает с ее откликом, рассчитанным на том же расстоянии $r = r_c$ с использованием соответствующего зоне Фраунгофера выражения для D_l (11) (рис. 10б, 11). При этом с точностью до 1% совпадают и соответствующие максимальные значения интенсивности J_m акустического поля. Отмечен-

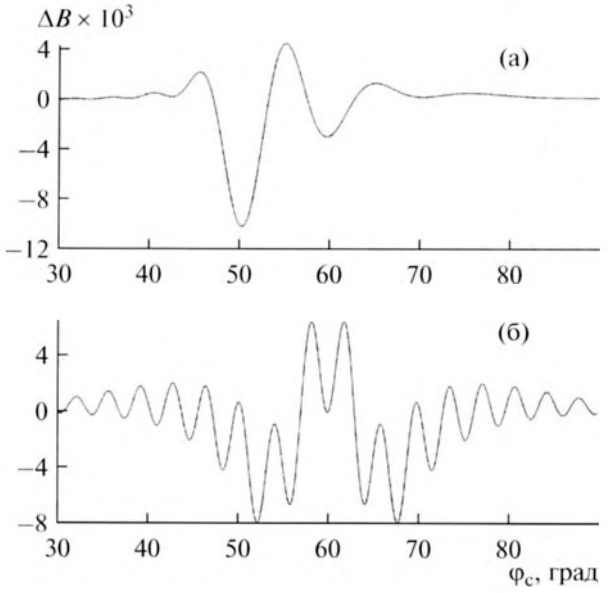

Рис. 11. Зависимость от угла компенсации φ_c разности $\Delta B = B_s - B_g$ между откликами, рассчитанными при $r = r_c = 0.5$ км с использованием (3)–(9) B_s и (10), (11) B_g для (а) линейной и (б) кольцевой антенн; $R_0 = 64$ м, $L = 2R_0$, $\varphi = 60°$.

ное выше свойство симметрии отклика кольцевой антенны позволяет однозначно определять направление на источник. Поэтому при разработке адаптивных алгоритмов сравнения ее отклика в зоне Френеля с откликом, рассчитанным в той же пространственной области с использованием соответствующего зоне Фраунгофера выражения для D_l (11), возможно также определение и горизонтального расстояния до источника с максимально возможной относительной погрешностью $\varepsilon \approx \frac{1}{n} - 1$. При этом необходимо иметь в виду, что отклик антенны в волноводе зависит также и от глубины погружения источника излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что в океаническом волноводе основной максимум отклика горизонтальной кольцевой антенны во всей зоне Фраунгофера формируется в направлении на источник тонального излучения лишь при значениях радиуса антенны, не превышающих определенного (предельного) значения. Если радиус кольцевой антенны превышает соответствующее предельное значение, то в направлении на источник в ее отклике наблюдается квазипериодическое по трассе распространения формирование либо основного максимума, либо относительного минимума. Отмечено, что вследствие симметрии относительно направления на источник зависимости от угла компенсации отклика горизонтальной кольцевой антенны возможно однозначное определение углового положения источника в океаническом волноводе даже при значениях радиуса антенны, превышающих соответствующее предельное значение. Показано, что в мелководном океаническом волноводе возможна фокусировка кольцевой антенны на источник, расположенный в зоне Френеля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Елисеевнин В.А.* О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 2. С. 227–233.
2. *Елисеевнин В.А.* О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 44–49.
3. *Елисеевнин В.А.* Отклик низкочастотной горизонтальной линейной антенны в свободном пространстве и в волноводе // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 805–807.
4. *Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.* Горизонтальная кольцевая антенна в океаническом волноводе // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С.769–771.
5. *Добровольский Ю.Ю., Смарышев М.Д.* Гидроакустические антенны. Справочник. Л.: Судостроение, 1984. 300 с.
6. *Петухов Ю.В.* Теория гидроакустических антенн. Ч. I. Аддитивные апертурные антенны. Учебное пособие. Н. Новгород: ННГУ. 1999. 144 с.
7. *Зверев В.А., Матвеев А.Л., Славинский М.М., Стромков А.А.* Фокусируемая антенна темного поля // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 501–507.