АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1999, том 45, № 4, с. 504–511

УДК 534.231

О ПРИМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ПРОЛИВА ФРАМА

© 1999 г. И. Б. Есипов, О. Н. Иоханнессен[1], К. А. Наугольных[2], Ю. Ю. Уанг[2], И. С. Шанг[2]

Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4, e-mail: ibesipov@akin.ru
[1] *Нансеновский центр дистанционного исследования окружающей среды,*
Берген, За Эдвард Григ, № – 5037 Норвегия
[2] *Лаборатория технологии изучения окружающей среды*
80303 Боулдер, Бродвей, 325, Колорадо, США

Поступила в редакцию 15.09.98 г.

Методы дистанционного зондирования океана основаны на измерении времени распространения акустических сигналов вдоль определенной трассы. Эти методы успешно применяются в однородном океане, когда модовая структура остается практически постоянной в процессе распространения сигнала. В неоднородных слоях океана картина распространения звука сильно усложняется. По мере распространения сигнала происходит перераспределение энергии между модами. Изменяется порядок прихода сигналов, соответствующих различным модам. Для фиксированной моды время распространения сигнала не является монотонной функцией изменения характеристик морской среды. Применение направленных источников звука, возбуждающих звуковое поле заданного модового состава в широкой полосе частот существенно улучшает ситуацию, уменьшая эффекты модовых взаимодействий. Некоторые аспекты этой проблемы применительно к задаче мониторинга пролива Фрама параметрическим излучателем рассматриваются в данной статье. Проведено численное моделирование возбуждения звука направленным источником на основе решения параболического уравнения. Затем вычисляется модальный спектр полученного решения. Рассматривается модовая структура звукового поля при различной ориентации параметрического излучателя, его эволюция при распространении по трассе, возможности селективного зондирования различных слоев океана.

Эффекты глобального потепления климата, наиболее выраженные, по-видимому, в арктических районах, приводят к изменениям температуры, заметным лишь при усреднении на больших масштабах [1, 2]. Для наблюдения таких изменений перспективно применение акустических методов, базирующихся на принципах акустической термометрии океана, выдвинутых Манком и Форестом [3]. Эти принципы являются развитием акустической томографии океана, успешно примененной, например, при изучении глубоководных течений в Гренландском море [4]. Методы дистанционного зондирования океана основаны на измерении времени прихода акустических сигналов. Эти методы хорошо реализуются в случае однородной структуры океана, когда модовая картина остается практически постоянной в процессе распространения звука. Однако, в неоднородных слоях океана картина распространения звука сильно усложняется, по мере распространения сигнала происходит перераспределение энергии между модами. Эти эффекты снижают чувствительность акустических методов мониторинга, как это отмечалось, например, при моделировании измерения средней температуры океана в проливе Фрама [5, 6]. Определение температуры производилось по времени распространения звука, рассчитанном как в лучевом, так и в модовом приближении. Значительное перераспределение энергии между модами вдоль трассы поперечного сечения пролива определялось неадибатичностью процесса распространения. При этом изменяется распределение энергии между модами и варьируется порядок прибытия мод. В этом случае для фиксированной моды нет монотонного соотношения между временем распространения и изменением температуры. Однако определенный вид усреднения времени прибытия – расчет коллективного времени прибытия или кумулятивной суммы – позволяет получить такое монотонное соотношение между временем распространения и изменением температуры океана. При этом чувствительность к изменению температуры океана оказалась зависимой от модовой структуры зондирующих акустических сигналов, что приводит к выводу о целесообразности применения для мониторинга океана широкополосных акустических сигналов с определенной модовой структурой.

Селективное возбуждение мод в широкой полосе частот требует специальных направленных источников, согласованных с условиями распространения звука в океане. В настоящей работе приводятся результаты компьютерного моделирования особенностей изменения модовой структуры сигналов, возбуждаемых параметрической излучающей антенной в сложных гидрологичес-

ких условиях, характеризующихся изменчивостью вдоль трассы распространения. Для моделирования акустического распространения по трассе с меняющимися параметрами был выбран район пролива Фрама вдоль 79° северной широты, соответствующие данные по океану в этом районе были получены в ходе экспедиции НИС "Polarstern" в марте1993 г. (рис. 1). Как видно из рис. 1, условия для распространения звука в этом районе оказываются достаточно сложными. Наличие вихрей в поперечном сечении пролива приводит к значительным флуктуациям гидрологических параметров в верхнем слое океана глубиной до 500 м.

Звуковое поле в волноводе с меняющимися вдоль трассы характеристиками может быть представлено в виде разложения по локальным модам:

$$p(r, z) = \sum_n Z_n(r, z) P_n(r), \tag{1}$$

где n – номер моды, r и z – соответственно продольные и вертикальные координаты волновода, Z_n – собственное решение задачи Штурма-Лиувилля:

$$\begin{gathered}(\partial_{zz}^2 + k^2(r, z)) Z_n = \xi_n^2(r) Z_n, \\ \partial_z Z_n|_{z=H} = 0; \quad Z_n|_{z=0} = 0,\end{gathered} \tag{2}$$

где k – волновое число, ξ_n – горизонтальная компонента волнового вектора n-ой моды. Амплитудная функция $P_n(r)$ определяется уравнением, учитывающим взаимодействие мод:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \xi_n^2(r)\right] P_n(r) = \sum_m \left(B_{mn} + A_{mn}\frac{d}{dr}\right) P_m(r) \tag{3}$$

с коэффициентами связи:

$$\begin{gathered}A_{mn}(r) = -2\int Z_n \partial_r Z_m dz, \\ B_{mn}(r) = -2\int Z_n \partial_{rr}^2 Z_m dz.\end{gathered} \tag{4}$$

Когда число взаимодействующих мод велико, возникают трудности при решении уравнения для связанных мод и определении пространственной зависимости модовых амплитуд и фаз.

Более удобно применение метода "модальный спектр решения параболического уравнения" [7]. В этом случае вместо анализа уравнения для связанных мод вначале находится решение параболического уравнения P_{PE} для полного звукового поля, которое затем разлагается в ряд по ортогональным функциям локальных мод $Z_n(r, z)$:

$$P_n(r) = \int P_{PE}(r, z) Z_n(r, z) dz, \tag{5}$$

P_{PE} определяется соотношением

$$P_{PE}(r, z) = \frac{1}{\sqrt{r}} \Psi_{PE}(r, z) e^{ikr}, \tag{6}$$

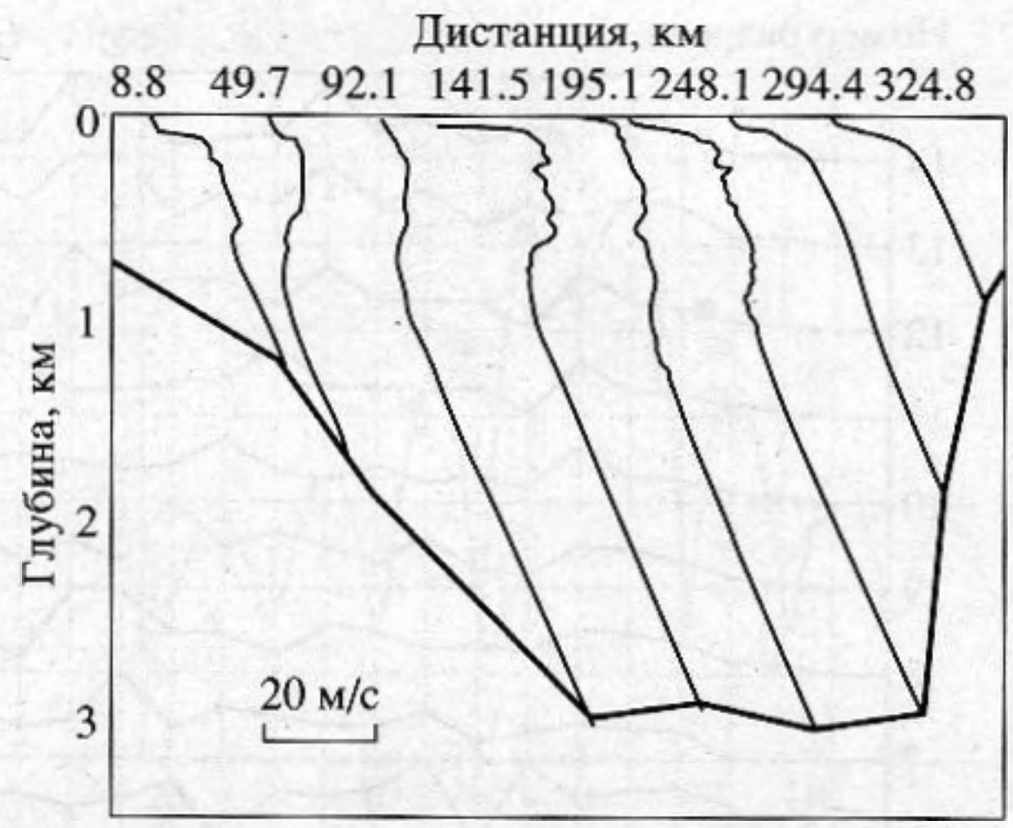


Рис. 1. Профили скорости звука на различных дистанциях вдоль трассы распространения сигнала.

где Ψ_{PE} является решением параболического уравнения

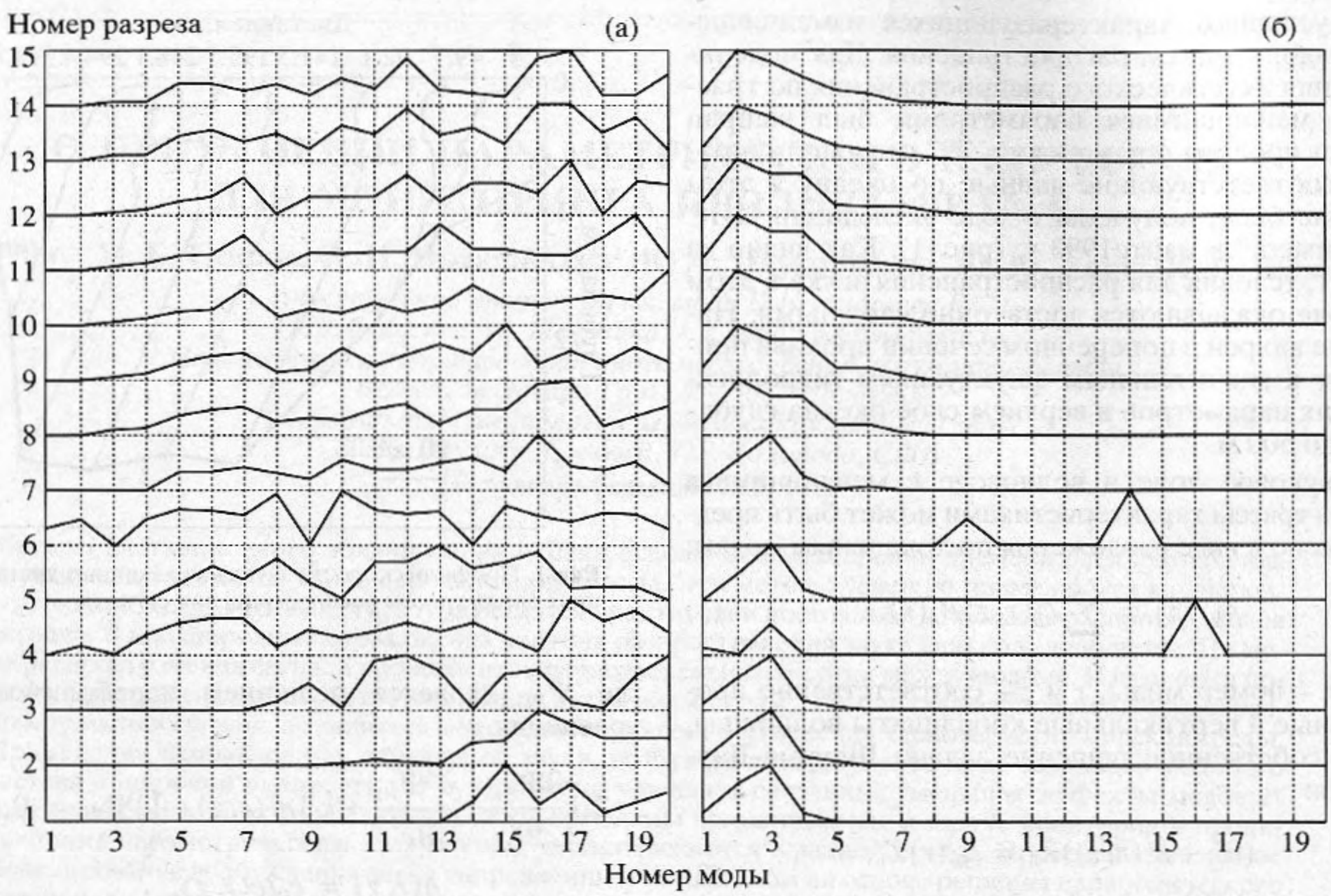
$$\begin{gathered}2ik\frac{\partial \Psi_{PE}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi_{PE}}{\partial r^2} + k^2[n^2(r, z) - 1]\Psi_{PE} = 0, \\ n(r, z) = c_0/c(r, z).\end{gathered} \tag{7}$$

Подставляя решение (6) в выражение (5), получаем:

$$\begin{gathered}P_n(r) = [\int (r^{-1/2}) \Psi_{PE}(r, z) Z_n(r, z) dz] e^{ikr} = \\ = A_n(r) e^{ikr} = |A_n(r)| e^{i\Phi_n(r)},\end{gathered} \tag{8}$$

где $A_n(r)$– комплексная амплитуда, $\Phi_n(r) = kr + \mathrm{Arg}[A_n(r)]$ – фаза моды. Изменение модового состава определяется величиной $|A_n(r)|$ и $\Phi_n(r, \omega)$. Приведенные соотношения используются при численном расчете модового состава звукового поля. Решение параболического уравнения проводилось численным образом, используя двумерный широкоугольный вариант метода конечных разностей [8], а для расчета локальных нормальных мод использовалась программа "KRAKEN" [9]. Частота сигнала была принята равной 500 Гц, предполагалось, что точечный источник звука расположен в западной части пролива на глубине 200 м. Типичная модовая структура сигнала в зависимости от расстояния от источника представлена на рис. 2а. Как видно, модовый состав сигнала меняется по мере его распространения, отчетливо виден эффект модовой изменчивости. Этот процесс затрудняет решение обратной задачи и делает желательным применение направленного источника звука.

В качестве источника направленного гидроакустического излучения может быть использован параметрический излучатель. Известно, что параметрические излучатели обладают особен-



Номер разреза	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Расстояние, км	0	8	15	28	50	70	92	117	141	166	195	224	248	261

Рис. 2. Изменение модальной структуры поля сигнала с расстоянием: а) для точечного источника, б) для параметрического излучателя, расположенного под углом $\theta = 0.05$ рад к горизонту. Глубина расположения источников $Z_s = 200$ м, частота сигнала $f = 500$ Гц. Расстояние на рисунке обозначено номером разреза поля. Соответствие расстояния от источника и номера разреза поля показано в прилагаемой таблице.

ностью создавать направленное акустическое излучение при малых размерах излучающей антенны. При этом направленность параметрического излучения может быть достаточно острой (менее 0.1 рад в главном лепестке) в широком диапазоне излучаемых частот. Работа параметрической антенны основывается на нелинейном взаимодействии интенсивных коллимированных пучков высокочастотного первичного излучения волн накачки. В результате такого взаимодействия в среде возбуждается и независимо распространяется акустический сигнал на комбинационных частотах. При достаточно высоких частотах первичного излучения длина области взаимодействия будет определяться длиной пробега волны накачки, определяемой величиной, обратной ее затуханию. Поэтому, вследствие частотной зависимости затухания звука, при близких значениях частот накачки из области взаимодействия будет распространяться только волна разностной частоты, существенно более низкой, чем частота первичного излучения. Область взаимодействия в таком случае можно рассматривать как виртуальную антенну бегущей волны, которая излучает волну разностной частоты [10]. Решение нелинейной задачи взаимодействия звуковых пучков позволяет определить уровень звукового поля параметрического излучателя и характеристику направленности. Амплитуда звукового поля разностной частоты для случая коллимированных пучков волны накачки определяется уравнением Вестервелта [10]:

$$p_\Omega = \frac{\varepsilon p_\omega^2 K^2 a^2}{8\rho\alpha r} D(\phi), \tag{9}$$

а диаграмма направленности определяется длиной пробега волны накачки α^{-1}

$$D(\phi) = (1 + (K/\alpha)^2 \sin^4 \phi/2)^{-1/2}. \tag{10}$$

Здесь $\varepsilon = 3.5$ – нелинейный параметр воды, p_ω – амплитуда звукового давления волны накачки, $K = (\Omega/c)$, Ω – разностная частота (частота параметрического излучения), c – скорость звука. Угол ϕ дает направление в точку наблюдения, a – поперечный размер излучателя накачки, ρ –

плотность среды, α – коэффициент поглощения волны накачки, r – расстояние до точки наблюдения. В экспериментах чаще имеют дело с расходящимися пучками накачки; в этом случае характеристики параметрического излучателя описываются формулами Берктея [11] (см. также [12]).

$$p_\Omega = \frac{\varepsilon p_\omega^2 k r_0^2}{\rho c^2 r}\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)\ln\left(\frac{\Omega}{\alpha\omega r_0}\right)D(\phi), \qquad (11)$$

$$D(\phi) = \left[\frac{\sin\{\pi ka\sin\phi\}}{\pi ka\sin\phi}\right]^2, \qquad (12)$$

где $r_0 = ka^2/2$, r – расстояние до точки наблюдения, ω – средняя частота волн накачки, k – волновое число накачки. Параметрические излучатели могут быть достаточно эффективными в задачах, требующих высокого пространственного разрешения при малых габаритах системы, например при профилировании дна или придонных структур [13]. Приведенные уровни параметрического излучения в диапазоне частот 200–1000 Гц для достаточно мощных антенн с апертурой излучения около или несколько более одного квадратного метра могут быть в диапазоне 170–190 дБ/мкПам.

Выполненные крупномасштабные океанические эксперименты подтвердили возможность применения параметрической антенны для зондирования океана на протяженных трассах (до 1000 км) [14, 15]. Зарегистрированная в эксперименте диаграмма направленности параметрического излучателя воспроизведена на рис. 3, из которой следует, что характеристика направленности параметрического излучения в диапазоне частот от 300 до 970 Гц практически не меняется с частотой сигнала и, в соответствии с формулой (13), определяется квадратом диаграммы направленности волн накачки. Таким образом направленность параметрического излучения в широком диапазоне частот может быть даже несколько у́же направленности излучения первичных высокочастотных волн накачки. Выполненные в океанических условиях эксперименты дают основания рассмотреть возможность применения параметрического излучателя для мониторинга трасс со сложными гидрологическими характеристиками.

Высокая направленность параметрического излучателя обеспечивает возбуждение конечного спектра мод волновода без применения громоздких многоэлементных передающих антенн. Параметрическая антенна позволяет, например, осуществить возбуждение мод волновода низких номеров, имеющих обычно минимальные уровни затухания звука и реверберации [15, 16]. Благодаря широкополосности сигналов параметрической антенны, разнообразные методы корреляционной обработки сложных сигналов могут быть использованы для селекции сигналов, соответствующих различным модам (лучам). Возбуждение ограниченного числа мод и процессы корреляционной обработки широкополосных сигналов могут способствовать решению обратных задачи акустики океана.

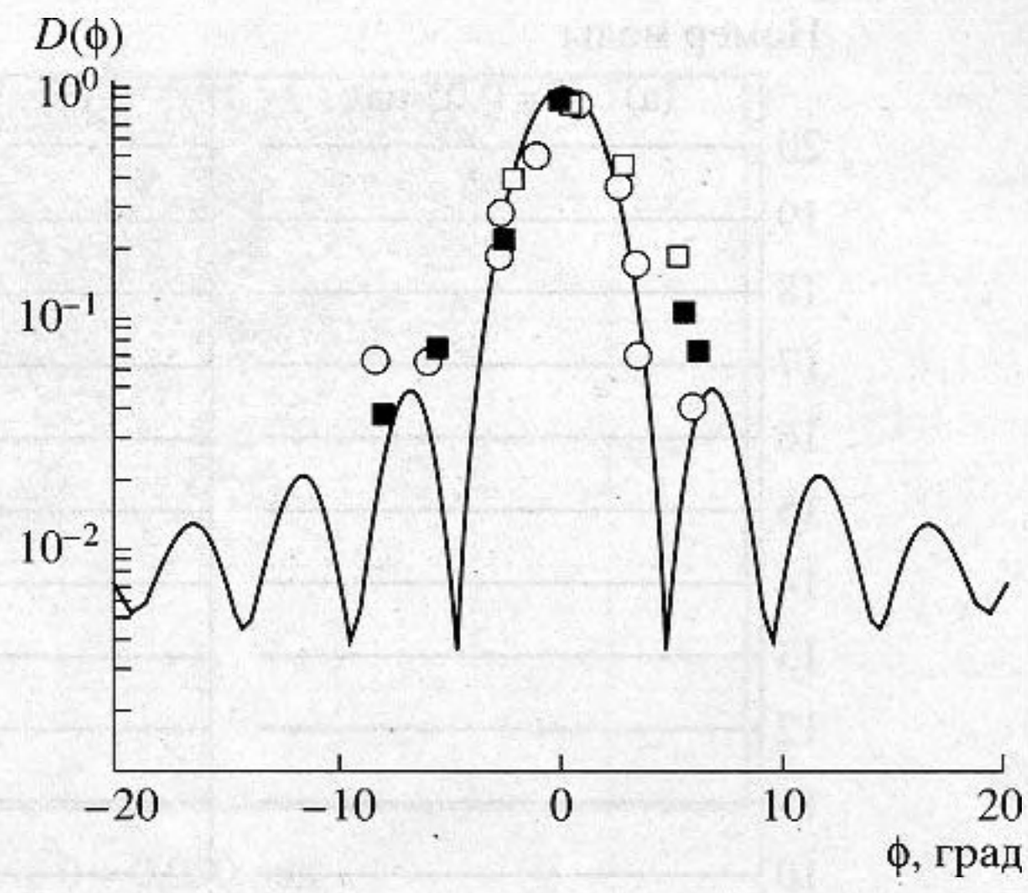


Рис. 3. Диаграмма направленности параметрического излучателя, рассчитанная в соответствии с формулой (12) (сплошная линия), значки – экспериментальные результаты, измеренные в океане на дистанции 200 км от излучателя [15]. Размер излучающей антенны 2×6 м^2, частота накачки 3 кГц. □ – частота сигнала 230 Гц, ○ – частота сигнала 230 Гц, ■ – частота сигнала 700 Гц

В настоящей работе было проведено численное моделирование акустического поля параметрической антенны применительно к гидрологическим условиям пролива Фрама. Рассматривая параметрическую антенну как протяженный источник звука, характеристики которого определяются формулой (9), можно вычислить модовую структуру излучаемого звукового сигнала в виде разложения по волнам Брюллиена [12, 17, 18] :

$$p_\Omega = \frac{i\varepsilon\Omega^2}{c^3}\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} W\exp(i\pi/4)\sum_n Z_n(z)\frac{\exp(-i\xi_n r)}{(\xi_n r)^{1/2}}\times$$

$$\times\left[\frac{a_n}{D_n(n^2(z_0)-a_n^2)^{1/2}}\right]^{1/2}\{\exp[-iI(z_0,a_n)+ \qquad (13)$$

$$+i\pi/4]M_n^- + \exp[iI(z_0,a_n)-i\pi/4]M_n^+\},$$

где

$$I(z,a_n) = \int_z^{z_{\max}}(n^2(z)-a_n^2)^{1/2}dz, \quad M_n^\pm = (i\Delta_n^\pm + 2\alpha), \qquad (14)$$

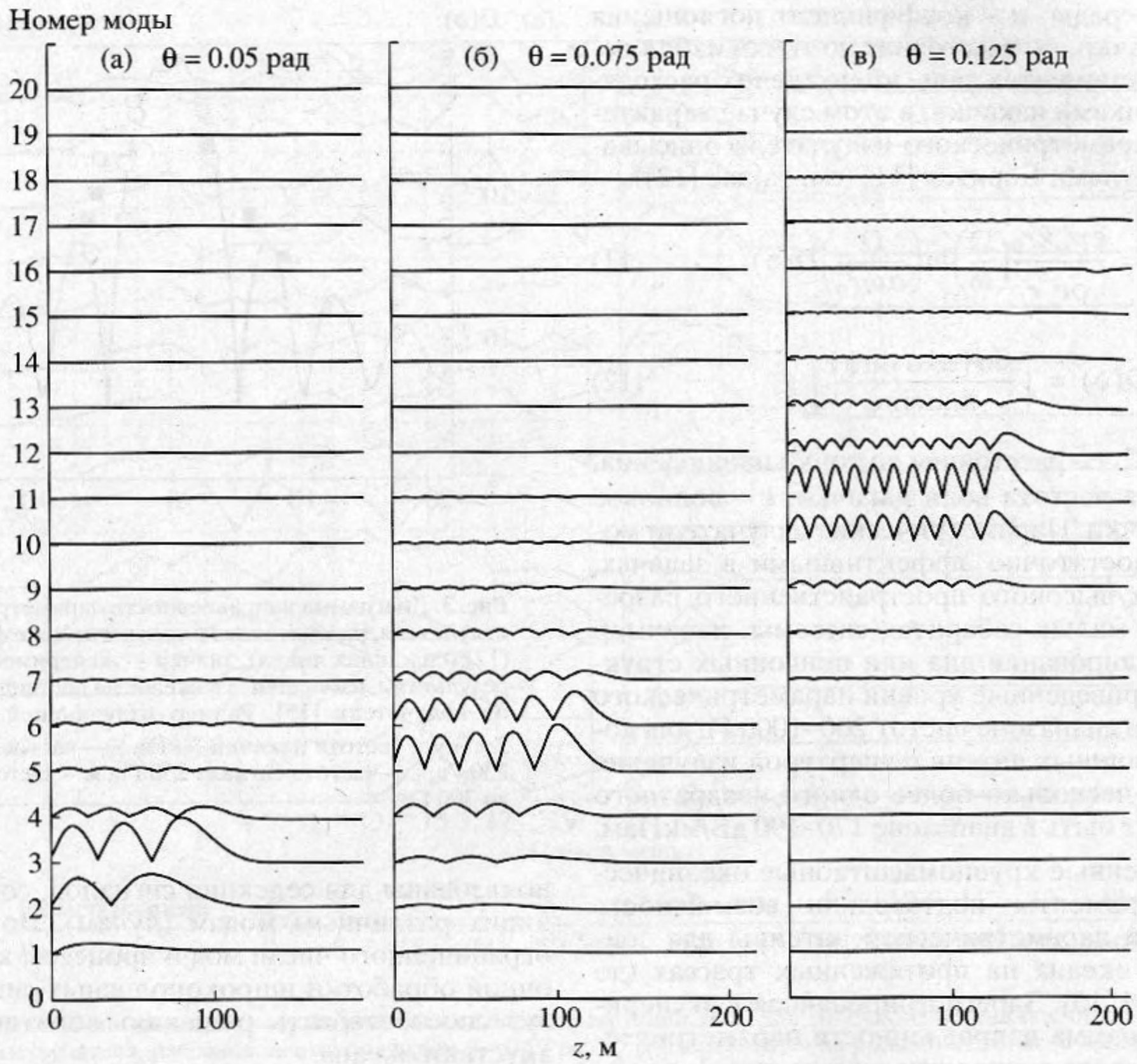


Рис. 4. Модовая структура звукового поля параметрического излучателя при различных наклонах оси излучателя относительно горизонта. (а) θ = 0.05 рад, (б) θ = 0.075 рад, (в) θ = 0.125 рад.

z_0 – горизонт, на котором расположен излучатель, α – коэффициент затухания волны накачки,

$$\Delta_n^{\pm} = K(z)[(\cos\theta_0 - \cos\theta_n\cos\phi) + $$

$$+ (\sin\theta_0 - \sin\theta_n)\,\mathrm{tg}\,\theta_0]_{z=z_0}, \qquad (15)$$

$$D_n = 2\int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{a_n dz}{(n^2(z) - a_n^2)^{1/2}}$$

– длина цикла волны Брюллиена n-ой моды, $a_n = \xi_n/K = \cos\theta_n$, где ξ_n – горизонтальная компонента волнового вектора n-ой моды сигнала, $K = \Omega/c$ – волновое число сигнала, θ_n – угол выхода соответствующей волны Брюллиена и θ_0 – угол наклона оси параметрического излучателя относительно горизонта, угол ϕ определяет направление на точку наблюдения в горизонтальной плоскости. Собственные функции нормальных мод выбирались в виде:

$$Z_n(z) = \frac{2i}{[n^2(z) - a_n^2]^{1/2}}\left(\frac{a_n}{D_n}\right)^{1/2} \sin[k_0 I(z, a_n)], \quad (16)$$

соответствующем рассматриваемому случаю распространения звука в условиях приповерхностного звукового канала. Распространение мод было рассчитано на основе решения параболического уравнения (7) при различных гидрологических условиях в проливе Фрама и разной ориентации параметрической антенны. Характеристики поля, возбуждаемого параметрическим излучателем, рассчитываются по формуле (13), затем определяется функция $\Psi(r, z) = p_\Omega\sqrt{r}\big|_{r=r_0}$, задающая граничное условие в начале трассы распространения звука. Дальнейшая эволюция модовой структуры определяется на основе решения параболического уравнения (7).

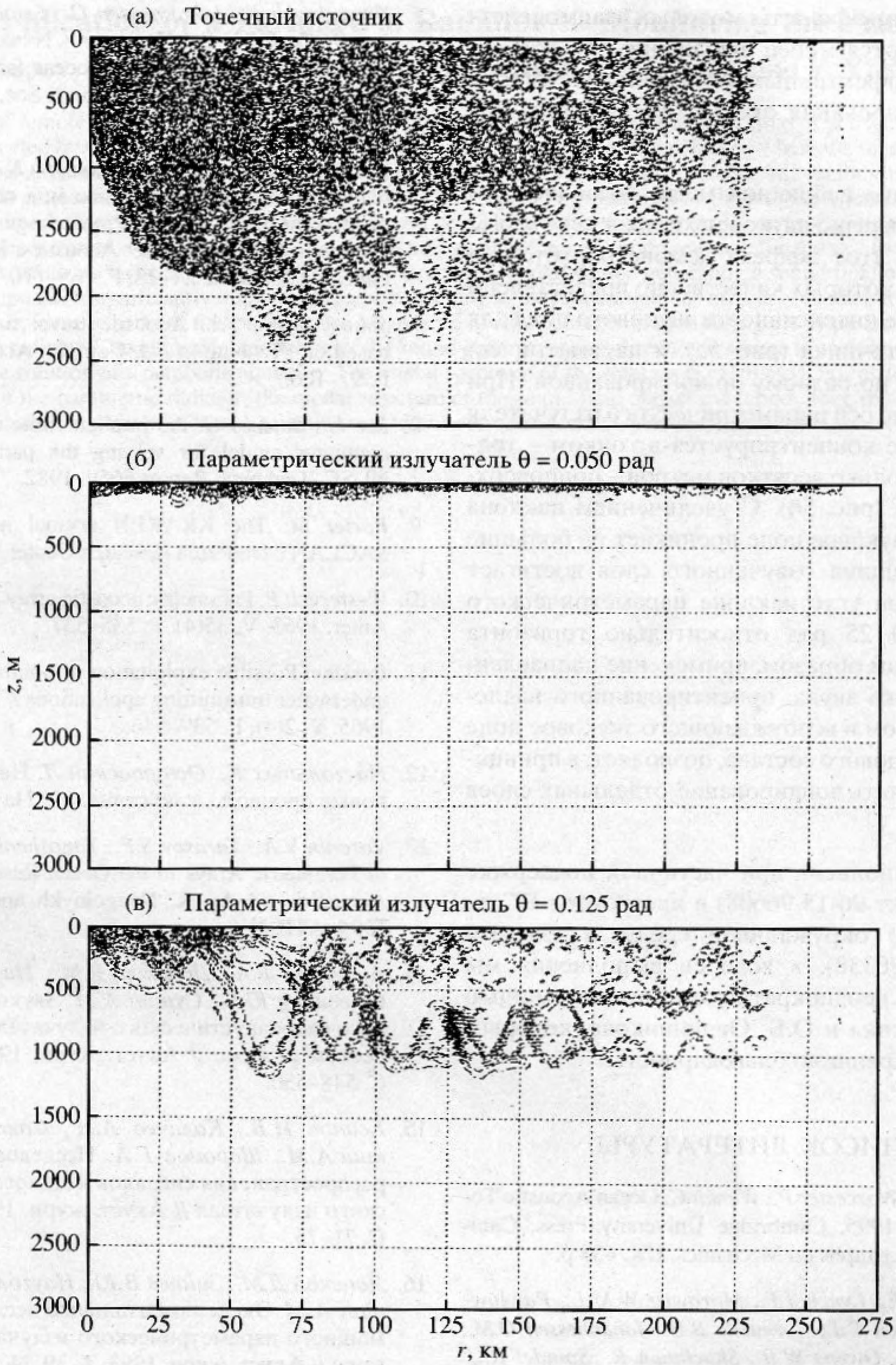


Рис. 5. Распределение интенсивности звукового поля в поперечном сечении пролива Фрама: (а) звуковое поле точечного источника (б) и (в) звуковое поле параметрического излучателя при углах наклона соответственно (б) θ = 0.05 рад и (в) θ = 0.125 рад; по осям абсцисс и ординат отложены дистанции в плоскости поперечного сечения пролива и глубина места, интенсивность звука качественно характеризуется степенью зачернения рисунка.

Расчеты показали, что модовая структура звукового поля зависит от ориентации антенны и что ограниченное число мод может быть возбуждено при соответствующем наклоне оси антенны параметрического излучателя (см. рис. 4). При возбуждении ограниченного числа мод модовая структура звукового поля практически не изменяется в процессе распространения сигнала по

трассе (рис. 2в), эффекты модовых взаимодействий оказываются менее выраженными, что делает более эффективным использование такого режима зондирования океана при решении обратных задач.

Возбуждение избранной моды позволяет локализовать энергию звукового поля в некотором слое океана. Этот эффект демонстрируется на рис. 5а–5в, на которых качественно представлено распределение интенсивности звукового поля для точечного источника (рис. 5а), и параметрической антенны, по-разному ориентированной. При малом наклоне оси параметрического излучателя звуковое поле концентрируется в тонком – толщиной в несколько десятков метров – приповерхностном слое (рис. 5б). С увеличением наклона излучателя звуковое поле проникает на большие глубины, толщина озвученного слоя достигает километра при угле наклона параметрического излучателя 0.125 рад относительно горизонта (рис. 5в). Таким образом, применение направленного источника звука, ориентированного надлежащим образом и возбуждающего звуковое поле заданного модового состава, позволяет, в принципе, осуществлять зондирование отдельных слоев океана.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 96-15-96608) и программы ЕС по исследованию окружающей среды и климата (проект PL970338), в ходе ее выполнения мы пользовались неоднократно советами и помощью Ю.И. Тужилкина и О.Б. Овчинникова, которым приносим искреннюю благодарность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk I.W., Worcester P., Wunch C.* Ocean Acoustic Tomography. 1995. Cambridge University Press, Cambridge Monographs on Mechanics, UK. 433 p.

2. *Worcester E., Lynch J.F., Morawitz W.M.L., Pawlowicz R., Sutton P.J., Cornuelle B.D., Johannessen O.M., Munk W.H., Owens W.B., Shuchman R., Spindel R.C.* Evolution of the large-scale temperature field in the Greenland Sea during 1988–89 from tomographic measurements // Geophysical Research Letters, October, 1993. V. 20. P. 2211–2214.

3. *Johannessen O.M., Miles M.W., Bjorgo E.* The Arctic's shrinking sea ice // Nature. 1995. V. 376. P. 126–127.

4. *Johannessen O.M., Bjargo E., Milas M.W.* Global warming and the Arctic // Science. 1996. V. 271. January.

5. *Naugolnykh K., Iohannessen O., Esipov I., Ovchinnikov O., Tuzhilkin Yu., Zosirnov V.* Numerical simulftion of remote acoustic sensing of ocean temperature in the Fram Strait environment // Acoust. Soc. Amer. 1998 (in press).

6. *Shang E.C., Wang Y.Y., Naugolnykh K.* Numerical simulation on acoustic propagation in a complex environment – the Fram Strait / Proceedings, third European Conference on Underwater Acoustics, Heraclion, Crete, Greece, 1996, June 24–28. P. 165–170.

7. *Shang, Wang Y.Y.* Acoustic travel time computation based on PE solution // J. Comput. Acoust. 1993. 1(1). P. 91–100.

8. *Lee D., Botseas G.* An implicit finite-difference (IFD) computer model for solving the parabolic equation. NUSC, Technical Report 6659. 1982.

9. *Porter M.* The KRAKEN normal mode program / SACLANT Undersea Research Center, 1998.

10. *Westervelt P.* Parametric acoustic array // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35(4). P. 535–537.

11. *Berktay.* Possible exploitation of nonlinear acoustics in underwater transmitting applications // J. Sound Vibrat. 1965. V. 2(4). P. 539–546.

12. *Наугольных К., Островский Л.* Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990.

13. *Voronin V.A., Tarasov S.P., Timoshenko V.I.* The Role of Perametric Arays in the Ocean Research. Nonlinear Acoustics, ed. by K. Naugolnykh and L. Ostrovsky, 1994, ATP, NY.

14. *Андебура В.А., Донской Д.М., Наугольных К.А., Степанов Ю.С., Сутин А.М.* Звуковое поле мощного гидроакустического излучателя в параметрическом режиме // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 548–550.

15. *Есипов И.Б., Калачев А.И., Соколов А.Д., Сутин А.М., Шаронов Г.А.* Исследование дальнего распространения сигналов мощного параметрического излучателя // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 71–75.

16. *Донской Д.М., Зайцев В.Ю., Наугольных К.А., Сутин А.М.* Экспериментальные исследования поля мощного параметрического излучателя в мелком море // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 266–274.

17. *Зайцев В.Ю., Калачев А.И., Наугольных К.А., Степанов Ю.С.* Экспериментальное исследование поля параметрического излучателя в волноводе // Акуст. журн. 1998. Т. 34. № 3. С. 470–474.

18. *Гурбатов С.Н., Зайцев В.Ю., Прончатов-Рубцов Н.В.* О нелинейной генерации низкочастотного звука в рефракционном акустическом волноводе // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 4. С. 620–625.

On the Application of a Parametric Radiator to Monitoring the Fram Strait

I. B. Esipov, O. M. Johannessen, K. A. Naugol'nykh, E. S. Shang, and Y. Y. Wang

Methods of remote acoustic sensing of ocean are based on measuring the propagation time of acoustic signals along a silected track. These methods are successfully applied to a homogeneous ocean, where the modal structure remains almost invariable in the course of sound propagation. In inhomogeneous oceanic regions, the sound propagation pattern becomes much more complicated. As a signal propagates through an inhomogeneous medium, the acoustic energy is redistributed between the modes. The order of signal arrivals corresponding to for different modes is varied. For a fixed mode, the signal propagation time is a nonmonotone function of the varying environmental characteristics. The application of a directional sound source generating a sound field of a given modal composition significantly improves the situation cuing to the reduction of the effects of mode interactions. In this paper, some aspects of this problem are considered in connection with monitoring the Fram Strait with a parametric radiator. The numerical modeling of the sound generation by a directional source is performed on the basis of the solution of a parabolic equation. The modal spectrum of the solution is calculated. For different orientations of the parametric radiator, the modal structure of the sound field and its evolution along the track are considered, and the possibilities of a selective sensing of various oceanic layers are estimated.