АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIX 1983 Вып. 4

УДК 534.222

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ

Горская Н.С., Островский Л.А., Сутин А.М.

Проведен анализ работы параметрического излучателя звука в мелком море в условиях волноводного распространения, когда вторичное поле формируется в результате резонансного взаимодействия тройки волноводных мод.

Параметрические излучатели звука, обладающие узкой направленностью при относительно небольших размерах, сейчас достаточно широко применяются в гидроакустике (например, для эхолотирования дна и исследования донных отложений) [1]. Предлагается также использовать параметрические излучатели в условиях мелкого моря, поскольку узкая диаграмма направленности позволяет избежать отражений от дна и поверхности моря, и, следовательно, сильно уменьшить реверберационную помеху [2]. Другая интересная возможность использования параметрического излучателя в мелком море состоит в возбуждении волн заданных мод, которые могут быть, в частности, использованы для акустической диагностики океана. Эта возможность была реализована в лабораторном эксперименте [2, 3], где направленный акустический пучок возбуждал заданные низкие моды волновода.

Ниже рассматривается качественно иной режим работы параметрического излучателя в волноводе, когда сам нелинейный процесс формирования вторичного низкочастотного излучения представляет собой взаимодействие трех избранных мод. Такой режим имеет ряд существенных особенностей, в частности, появляется возможность сканирования диаграммой направленности и вследствие отсутствия расходимости по одной координате улучшается эффективность излучения.

Рассмотрим модель мелкого моря в виде однородного слоя воды, ограниченного сверху свободной поверхностью. Дисперсионные свойства такого слоя обычно описываются в рамках модели Пекериса [4], учитывающей конечность импеданса дна. Нетрудно показать, однако, что для относительно низкочастотных мод, когда выполняется условие

$$m \ll \sqrt{\Delta c/c}\, H/\lambda, \tag{1}$$

где m — номер моды, H — глубина слоя, c — скорость звука в воде, Δc — разность значений скорости звука в дне и в море, λ — длина волны (величина $\sqrt{\Delta c/c}\, H/\lambda$ есть не что иное, как число распространяющихся в канале мод). Дно можно с хорошей точностью аппроксимировать акустически мягкой границей.

В дальнейшем мы будем пользоваться этим приближением (некоторые оценки даются ниже). Дисперсионное уравнение для мод такого волновода имеет вид $\omega^2/c^2=\varkappa_m{}^2+\pi^2m^2/H^2$, где ω — частота волны, $\varkappa_m$ — горизонтальное волновое число. Вместе с тем в дальнейшем мы учтем поглощение в дне, поскольку оно существенно влияет на свойства параметрического излучателя.

Рассмотрим возбуждение волновода излучателем накачки, создающим две коллинеарные волны с частотами ω_1 и ω_2, структура которых отвечает собственным модам с номерами n_1 и n_2 соответственно. В результате взаимодействия образуется волна разностной частоты $\Omega=\omega_1-\omega_2$, которая в общем случае является суперпозицией нескольких мод, распространяющихся в различных направлениях.

Мы рассмотрим два режима работы параметрического излучателя в мелком море, когда взаимодействие в основном происходит соответственно в ближней и дальней зонах излучателя накачки. В первом случае длина затухания первичных волн $\mathscr{L}$ меньше размера прожекторной зоны R_g излучателя накачки. Этот случай аналогичен режиму Вестервелта для обычных параметрических излучателей. Акустическое давление в волне накачки можно представить следующим образом:

$$p_i = \begin{cases} P_i\varphi_i(z)\exp[j(\omega_i t - \varkappa_i x - \alpha x)] & \text{если } |y|>d/2; \\ 0 & \text{если } |y|<d/2. \end{cases}$$

Здесь x, y, z — соответственно горизонтальные и вертикальная координаты, x — ось пучка, d — ширина пучка накачки, $i=1, 2$, α — коэффициент затухания высокочастотных волн, учитывающий как объемное затухание [5], так и потери в грунте [6, 7]. Функция $\varphi_i(z)$, определяющая вертикальную структуру мод волновода, будет $\varphi_i(z)=\sin\dfrac{\pi n_i z}{H}$.

Как обычно, вторичное низкочастотное излучение будем исследовать методом возмущений, который приводит к уравнению [1]

$$\Delta p_s - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p_s}{\partial t^2} = -\frac{\varepsilon\Omega^2}{\rho c^4}P_1P_2.$$

Здесь p_s — амплитуда давления в волне разностной частоты, $\varepsilon=(\gamma+1)/2$ — параметр нелинейности, ρ — плотность воды. Будем решать это уравнение с граничными условиями на поверхности и дне моря: $p_s(z=0)=0$,

$$\frac{\partial p_s}{\partial z}(z=H)=0.$$

Зная функцию Грина такой задачи [4], можно представить решение неоднородного уравнения в виде набора собственных мод:

$$p_s = -\frac{\Omega^2\varepsilon}{2c^4\rho H}e^{j\Omega t}\sum\iiint dV P_1P_2^* H_0^{(2)}\times$$

$$\times(\varkappa_m R)\varphi_m(z)\varphi_m(z^1)e^{-j(\varkappa_1-\varkappa_2)x-2\alpha x}, \qquad (2)$$

где интеграл берется по объему области первичного пучка, $H_0^{(2)}(\varkappa_m R)$ — функция Ханкеля второго рода, R — горизонтальное расстояние от элементарного объема dV до точки наблюдения, m — номер моды волны разностной частоты. Будем сначала считать, что ширина пучка накачки меньше длины волны разностной частоты. Для расстояний $r\gg\varkappa_m^{-1}$ заменим в (2) функции Ханкеля их асимптотическими значениями, подставим $\varphi_m(z)$ и вычислим интеграл (2). В результате получим

$$p_s = \sum_m K_m\varphi_m(z)\sin(\Omega t - \varkappa_m r + \theta_m)/\sqrt{r},$$

где

$$K_m = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2}\frac{\Omega^2 d|P_1||P_2|\varepsilon m n_1 n_2[(-1)^{m+n_1+n_0}-1]}{\rho c^4\sqrt{(4\alpha^2+\Delta^2)\varkappa_m}[m^2-(n_1+n_2)^2][m^2-(n_1-n_2)^2]}, \qquad (3)$$

$\Delta=\varkappa_1-\varkappa_2-\varkappa_m\cos\theta$, θ — угол между направлением на точку наблюдения и осью параметрического излучателя. При $\Delta=0$ выполняются условия синхронизма для проекций векторов взаимодействующих волн на ось пучка.

Как видно из формулы (3), диаграмма направленности для моды номера m описывается соотношением

$$Д_m(\theta) = (1+[(\varkappa_1-\varkappa_2-\varkappa_m\cos\theta)/2\alpha]^2)^{-1/2}. \qquad (4)$$

Ее ширина по уровню 3дБ равна:

$$\Delta\theta=\sqrt{\frac{4\alpha}{\varkappa_m\cos\theta}+\mathrm{tg}^2\,\theta_m}-\mathrm{tg}\,\theta_m.$$

Из выражения (4) видно, что при заданных n_1 и n_2 волноводная мода с номером m наиболее эффективно излучается под углом

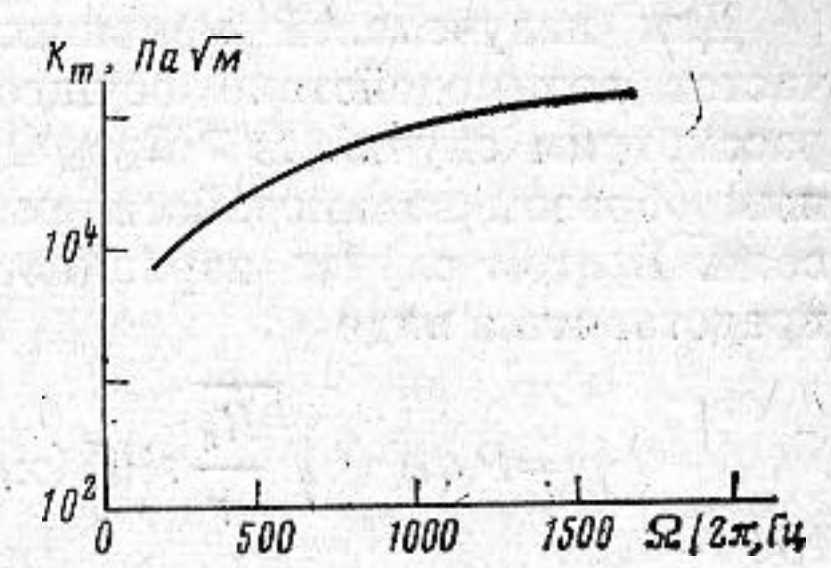
$$\theta_m=\arccos\frac{\varkappa_1-\varkappa_2}{\varkappa_m}, \qquad (5)$$

когда расстройка Δ обращается в нуль.

Поскольку для различных m величины $\varkappa_m$ различны, то различны и направления максимального излучения разных мод. Чем выше номер моды, тем больше угол излучения. Моды, для которых $\varkappa_m<\varkappa_1-\varkappa_2$, не излучаются. Число излучаемых мод равно:

$$m_0=E\left[\frac{H}{\pi}\sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2}-(\varkappa_1-\varkappa_2)^2}\right],$$

где $E(x)$ — целая часть x. В частности, если $m_0=0$, то излучается лишь нулевая мода.



Зависимость амплитуды поля параметрического излучателя (приведенного к расстоянию в 1 м) от частоты в направлении максимального излучения

Из выражения (5) видна интересная особенность, связанная с возможностью сканирования диаграммой направленности посредством изменения частоты первичного пучка. Например, при увеличении частот ω_1 и ω_2 на одну и ту же величину разностная частота не меняется, а разность $\varkappa_1-\varkappa_2$ увеличивается, что приводит к повороту диаграммы направленности в направлении оси первичного пучка.

Выше рассмотрели характеристики параметрического излучателя, у которого ширина первичного пучка d много меньше длины низкочастотной волны. Для достаточно широкого пучка заметную роль может играть апертурный множитель:

$$D(\theta)=\frac{\sin[(\varkappa_m d\sin\theta)/2]}{(\varkappa_m d\sin\theta)/2}. \qquad (6)$$

Диаграмма направленности такого излучателя равна произведению диаграммы, определяемой из формулы (4), на множитель (6).

В качестве примера рассмотрим параметрический излучатель звука в море глубиной $H=40$ м. Пусть одна из первичных волн с амплитудой давления $\sim10^4$ Па возбуждается на пятой моде с частотой 5000 Гц, другая — на третьей моде, а ее частота может меняться от 3500 до 4900 Гц. При этом на первой моде может излучаться звук в диапазоне частот 100—1500 Гц. Коэффициент затухания первичной волны α, определяемый как сумма коэффициента объемного затухания [5] и коэффициента, обусловленного поглощением в дне [6, 7], достигает величины $6\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$.

Амплитуда поля параметрического излучения для волн разных мод в направлении оси излучателя

Номер моды	Уровень давления в моде в дБ по отношению к давлению в волне первой моды
3	−29
5	−44
7	−60

Для излучения накачки можно использовать решетку излучателей с высотой, равной глубине слоя, и шириной 80 м. Элементы этой решетки должны быть установлены на глубинах, соответствующих максимумам давления заданных мод. На фигуре приведена амплитудно-частотная характеристика такого излучателя.

Диаграмма направленности оказывается узкой даже на низких частотах. Так, на частоте 200 Гц $\Delta\theta=4{,}8°$, а на частотах 1000—1500 Гц эта

величина составляет 2,5—2°. Коэффициент полезного действия излучателя достигает величины $4\cdot10^{-4}$ для $\Omega/2\pi=500$ Гц и $2\cdot10^{-3}$ для $\Omega/2\pi=1000$ Гц.

Заметим, что каждый лепесток диаграммы направленности соответствует определенной моде, поскольку уровень других мод в этом направлении низок. Для иллюстрации в таблице приведен модовый состав волны в направлении оси излучателя при частотах первичных волн 5000 и 4500 Гц.

При использовании волн накачки с более высокими номерами дисперсия сказывается сильнее и более заметным становится поворот диаграммы направленности при изменении частот взаимодействующих волн. Например, параметрический излучатель с первичными волнами на частотах 1928 и 1628 Гц и соответственно модах 20 и 18 возбуждает в направлении оси волну частоты 300 Гц на первой моде. При уменьшении частоты высокочастотных волн на 10% излучение будет максимально под углом 3° к оси.

Для излучателей меньших размеров или более низких первичных частот взаимодействие осуществляется в дальней зоне излучателя. Мы рассмотрим случай $\mathscr{L}\gg R_g\omega_1/\Omega$, когда вторичное поле определяется главным образом взаимодействием цилиндрически расходящихся первичных волн. В этом случае первичное поле в области взаимодействия можно представить в виде

$$p_i=P_i\varphi_i(z)\sqrt{\frac{R_g}{r}}\sin[(\varkappa_i d\sin\theta)/2]/[(\varkappa_i d\sin\theta)/2]e^{j(\omega_i t-\varkappa_i r)-\alpha r} \qquad (7)$$

где $i=1, 2$.

Волна разностной частоты генерируется наиболее эффективно при выполнении условия синхронизма $\varkappa_1-\varkappa_2-\varkappa_m=0$. При этом, подставляя выражение (7) в формулу (2) и вычисляя интеграл, получим выражение для низкочастотного поля

$$P_s=\frac{2\Omega\varepsilon}{\rho c^3\sqrt{r}}\sqrt{\frac{2}{\pi\alpha}}P_1P_2R_g Д_1(\theta)Д_2(\theta)\times \qquad (8)$$
$$\times\frac{mn_1n_2\cos\left(\Omega t-\varkappa_m r+\frac{\pi}{4}\right)}{[m^2-(n_1+n_2)^2][m^2-(n_1-n_2)^2]}[(-1)^{m+n_1+n_2}-1]$$

где $Д_i(\theta)$ $(i=1, 2)$ — диаграммы направленности высокочастотных преобразователей.

Из формулы (8) видно, что диаграмма направленности вторичного излучения равна произведению диаграмм направленности первичного излучения. Следует отметить, что в этом режиме работы сканирование диаграммой направленности путем изменения частот первичных волн уже невозможно.

Сделаем оценку для находящейся в море на глубине 40 м системы высокочастотных преобразователей шириной 4,5 м и мощностью 10 кВт, которая излучает первичные волны на частотах 1684 и 1384 Гц и модах четвертой и второй соответственно. Для такого первичного пучка $\alpha=8\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$, $\mathscr{L}=12$ км. Рассматриваемый параметрический излучатель создает поле на частоте 300 Гц, в котором присутствует в основном первая мода. Уровень составляющих на других модах относительно давления в первой не превышает —20 дБ. Амплитуда поля такого излучателя, приведенная к 1 м, составляет 5500 Па$\sqrt{\text{м}}$, что соответствует к.п.д. около $4\cdot10^{-3}$, ширина диаграммы направленности составляет 4,7°. Следует отметить, что аналогичный параметрический излучатель, работающий в свободном пространстве, имел бы к.п.д. лишь $2\cdot10^{-4}$.

Мы рассмотрели работу параметрического излучателя в море постоянной глубины. Ввиду большой длины первичного пучка представляет интерес учет изменения глубины моря. Это изменение нарушает условия синхронизма. Последним можно пренебречь, если величина Δ мала, так что выполняется условие $\Delta\times\mathscr{L}\ll\pi$. В рассмотренном выше примере это неравенство справедливо при изменении глубины до 10%.

Таким образом, эффективность параметрических излучателей в мелком море может быть существенно выше, чем в свободном пространстве, что обусловлено отсутствием расходимости по одной координате и, следовательно, большей концентрацией энергии в области взаимодействия.

Следует отметить также принципиальное преимущество рассматриваемых излучателей, заключающееся в возможности достижения более высокого предельного к.п.д., чем для излучателей в свободном пространстве. Как известно [8], предельный к.п.д. параметрического излучателя в свободном пространстве ограничен нелинейным затуханием и не превышает величины $(\Omega/\omega_1)^2$. При использовании волноводных мод из-за наличия дисперсии разрывы не образуются и коэффициент преобразования может быть существенно выше.

Как уже отмечалось, мы рассматривали модель волновода с акустически мягкими стенками. Учет влияния конечности импеданса дна на дисперсионные свойства волновода при выполнении условия (1) приводит для заданных частот ω_1 и ω_2 лишь к небольшому изменению вертикальной структуры мод, их волновых чисел и уровня давления в излученной волне. Так, в рассмотренных нами примерах в «худшем» случае скалистого дна ($c_д$=1800 м/с, $\rho_д$=2,7 Т/м^3) максимальное отличие в вертикальных волновых числах, рассчитанных по используемой нами модели и модели Пекериса, при разностной частоте 100 Гц достигает 20%, что приводит к изменению того же порядка в уровне давления излучаемой волны. С ростом частоты это отличие быстро убывает.

Мы рассмотрели лишь способы параметрического возбуждения простейшего океанического волновода. Подобным образом можно возбуждать и более сложные океанические волноводы, включая подводные звуковые каналы небольшой глубины и приповерхностные волноводы. В этих случаях сохраняются основные особенности волноводного параметрического излучателя: возможность сканирования диаграммой направленности, повышенная эффективность, обусловленная отсутствием вертикальной расходимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мюир Т. Дж.* Нелинейная акустика и ее роль в геофизике морских осадков.– В кн.: Акустика морских осадков / Под ред. Хэмптона Л. М.: Мир, 1977, с. 227–274.
2. *Clynch J. R., Muir T. G.* Shallow water parametric arrays. Abstr. 7-th Int. Symp. nonlinear acoustic. Blacksburg, USA, 1976, p. 133–136.
3. *Bjørno L., Folsberg J., Pedersen L.* Parametric arrays in shallow water.– J. Phys. colloque C8, 1979, supplement one, N 11, v. 40, p. 68–71.
4. *Толстой И., Клей К. С.* Акустика океана.М.: Мир, 1969.
5. *Андреева И. Б.* Физические основы распространения звука в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
6. *Ingenito Frank.* Measurements of mode attenuation coefficients in shallow water.– J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 53, № 3, p. 858–863.
7. *Горская Н. В., Диденкулов И. Н., Салин Б. М., Токарева И. Р.* Модельное исследование затухания звука в грунте.– В кн.: Распространение акустических волн: Тез. докл. Второй Дальневосточной акуст. конф. «Человек и океан». Владивосток: ДВНИ, 1978, с. 58–62.
8. *Сутин А. М.* О предельном режиме работы параметрического излучателя ультразвука.– Акуст. ж., 1978, т. 24, в. 1, с. 104–107.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7.XII.1981