АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1996, том 42, № 6, с. 806–811

УДК 534.2:519.6

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В МЕЛКОМ МОРЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПАРАМЕТРОВ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 1996 г. В. А. Лазарев, А. Д. Соколов, Г. А. Шаронов

Институт прикладной физики РАН
603600 Нижний Новгород, ГСП-120, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 25.04.95 г.

Исследовано влияние морского течения на пространственно-угловое распределение интенсивности поля сосредоточенного тонального источника звука. Предложен метод восстановления вертикального профиля скорости течения в мелком море. Метод основан на измерении среднеквадратичных отклонений флуктуаций амплитуд акустических сигналов, принятых в условиях квазистационарной трассы распространения звука.

С повышением точности проведения гидроакустических измерений в океане было показано, что движение морской среды оказывает влияние на характеристики акустического поля в точке наблюдения на расстоянии r от точки излучения, сравнимое с влиянием распределения скорости звука по глубине $C(z, r)$ несмотря на большую разницу в значениях скорости звука и скорости течения $V(z, r)$ – отношение $V/C \approx 10^{-3}$ [1, 2]. Течение вносит существенный вклад в набег фазы звуковой волны, что приводит к изменению интенсивности в пространственном распределении акустического поля. Так, например, амплитуда интенсивности звукового поля, измеренная на расстоянии 40 км от источника звука в морской среде с течением, параметры которого близки к параметрам течения Гольфстрим, может отличаться на 20 дБ от значений интенсивности, измеренных в среде без течения [3]. При этом, связь между структурой самого течения и характеристиками акустического поля маскируется рядом причин, относящихся не к течению, а к параметрам океанического волновода, имеющего чаще всего неровные границы и изменчивость вертикального профиля скорости звука $C(z, r)$ по трассе распространения сигнала.

Влияние течения на распространение звука в океане вызвано следующими факторами [2].

Во-первых, начиная с определенного расстояния R между источником и приемником движение водной массы дает существенный дополнительный набег фазы по трассе распространения звуковой волны. Если набег фаз учитывать при $\Delta\Phi > \pi/8$, то, начиная с расстояния

$$R \geq C^2/16fV_r, \qquad (1)$$

набег фаз будет оказывать влияние на параметры акустического поля. Здесь V_r – среднее вдоль трассы значение скорости течения, f – частота излучения в Гц.

Во-вторых, акустическое поле в точке приема обычно является результатом суммирования лучей, пришедших по различным путям, определяемым стратификацией водной среды, а суммарное поле зависит от V_r, если набег фазы хотя бы по одному пути распространения зависит от V_r.

И, в-третьих, если изменение скорости движения водной среды по глубине (в вертикальном профиле скорости течения $V(z)$) соизмеримо с изменением по глубине скорости звука – $C(z)$, т.е. $\partial V/\partial z \gtrsim \partial C/\partial z$, движение воды также приводит к качественному изменению параметров распространения звука.

В свою очередь, существующая определенная зависимость между характеристиками принятого акустического сигнала и движением среды дает возможность разрабатывать методы определения параметров течения на основе акустического зондирования исследуемой акватории. Методы акустического зондирования достаточно хорошо разработаны и развиты технически, что позволяет исследовать характеристики водных масс на достаточно обширных районах океана.

Перспективным методом исследования параметров движения водной массы в океане представляется метод акустической томографии [4], в рамках которого информацию получают по измерениям времен распространения тональных акустических сигналов, прошедших по разным лучам от точки излучения до точки приема. Выходящие под разными углами к горизонту лучи рефрагируют, распространяясь большую часть пути каждый на своей глубине, что позволяет их

разделить и измерить задержку между лучами. Величина задержки между лучами, приходящими в точку приема, связана и с параметрами течения на определенной глубине. Однако, данный томографический метод не может быть использован в условиях мелкого моря, где лучевая теория неприменима и лучи по своим горизонтам не разрешаются.

В данной работе рассматривается метод восстановления структуры профиля течения $V(z)$ в условиях мелкого моря. В разработку предлагаемого метода положены результаты натурных морских исследований пространственного распределения акустического поля (интерференционной структуры) в зависимости от направления распространения звуковых волн относительно направления течения. Исследования проводились в мелководной части Южно-Китайского моря [5, 6]. Экспериментально было установлено, что величина флуктуаций интенсивности акустического поля в точке приема зависит от угла между направлением течения и направлением распространения звуковой волны, а также, что, если источник имеет некоторое перемещение относительно точки приема, то величина флуктуаций интенсивности принятого сигнала дополнительно зависит от вертикального профиля скорости течения $V(z)$. Ниже будет рассмотрена возможность прогнозирования параметров течения при использовании интерференционной структуры звукового поля и флуктуаций принятого сигнала, как информативных признаков. Определение профиля скорости течения в этом случае основано на расчете изменения пространственного распределения звукового поля в слоистой среде при перемещении источника излучения по некоторой замкнутой траектории.

Появившиеся в последние годы работы по численному моделированию и расчету параметров акустического поля в слоистой среде с плоско-параллельным течением [7, 8] позволили сопоставить полученные экспериментальные данные с результатами численного моделирования, проведенного для условий эксперимента, описанного в работах [5, 6].

Распределения интенсивности звукового поля вычислялись с помощью комплекса программ для расчета звукового поля [7]. Рассмотрим слоистую модель мелководного водновода, т.е. среду, в которой скорость звука C зависит только от координаты z. Течение будем считать плоско-параллельным с вертикальным профилем скорости: $V(z) = (V_x(z), V_y(z), 0)$. При $z \geq H$ (H – глубина волновода) скорость звука в среде постоянна, а скорость течения $V(z) = 0$. Распространение звука в неоднородной среде с течением описывается волновым уравнением [1]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla)\right)^2 \Psi = C^2(\mathbf{r})\Delta\Psi + f(t, \mathbf{r}),$$
$$\Psi(0, \mathbf{r}) = \Psi_0(\mathbf{r}), \quad \frac{\partial\Psi}{\partial t}(0, \mathbf{r}) = \Psi_1(\mathbf{r}), \tag{2}$$

где $\Psi(t, \mathbf{r})$ – волновой потенциал, $\mathbf{V}(\mathbf{r})$ – скорость течения, $C(\mathbf{r})$ – скорость звука, $f(t, \mathbf{r})$ – функция, описывающая гармонический источник звука, $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\Delta = (\partial^2/\partial x^2 + \partial/\partial y^2 + \partial/\partial z^2)$.

Расчет поля нормальных волн для достаточно больших расстояний r от гармонического источника звука с координатами $(0, 0, z_0)$ в направлении, определяемом углом наблюдения α, производился по формуле [8]:

$$U_0(r, z, \alpha) \cong \frac{1}{2\pi} \sum_{\theta \in A_j(\alpha)}^{M} \psi_j(\theta_j(\alpha), z)\psi_j(\theta_j(\alpha), z_0) \times$$
$$\times \left[\frac{2\pi/r}{\dfrac{d^2 S_j(\theta_j(\alpha))}{d\theta^2}}\right]^{1/2} \exp\left\{irk_j(\theta_j(\alpha)) \times \right. \tag{3}$$
$$\left. \times \cos(\theta(\alpha) - \alpha) + \frac{i\pi}{4}\operatorname{sgn}\left(\frac{d^2 S_j(\theta_j(\alpha))}{d\theta^2}\right)\right\},$$

где: α – угол между вектором наблюдения $\mathbf{r}$, проведенного из точки излучения в точку приема, и направлением максимального по модулю вектора скорости течения $\mathbf{V}_{max}$; θ – угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и вектором $\mathbf{V}_{max}$; $S_j(\theta) = k_j(\theta)\cos(\theta - \alpha)$

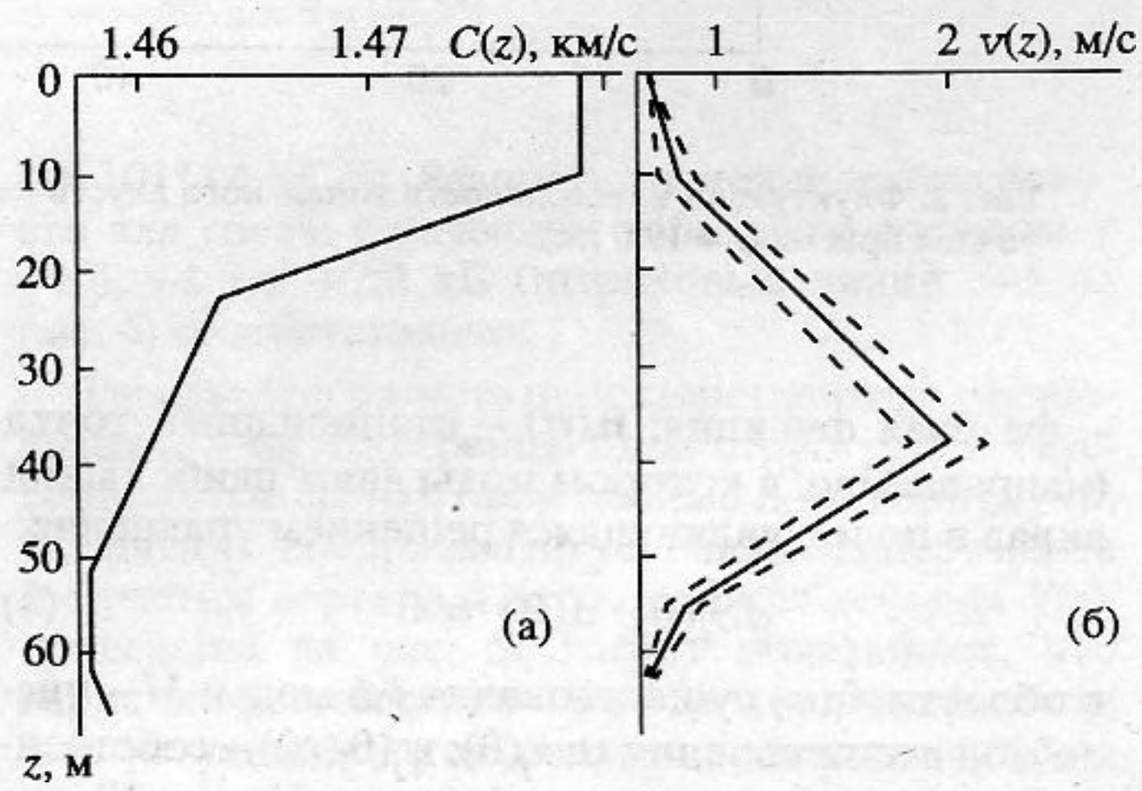

Рис. 1. а – вертикальный профиль скорости звука $C(z)$, измеренный в районе проведения эксперимента. б – вариация скорости течения $V(z)$ в мелководном океаническом волноводе.

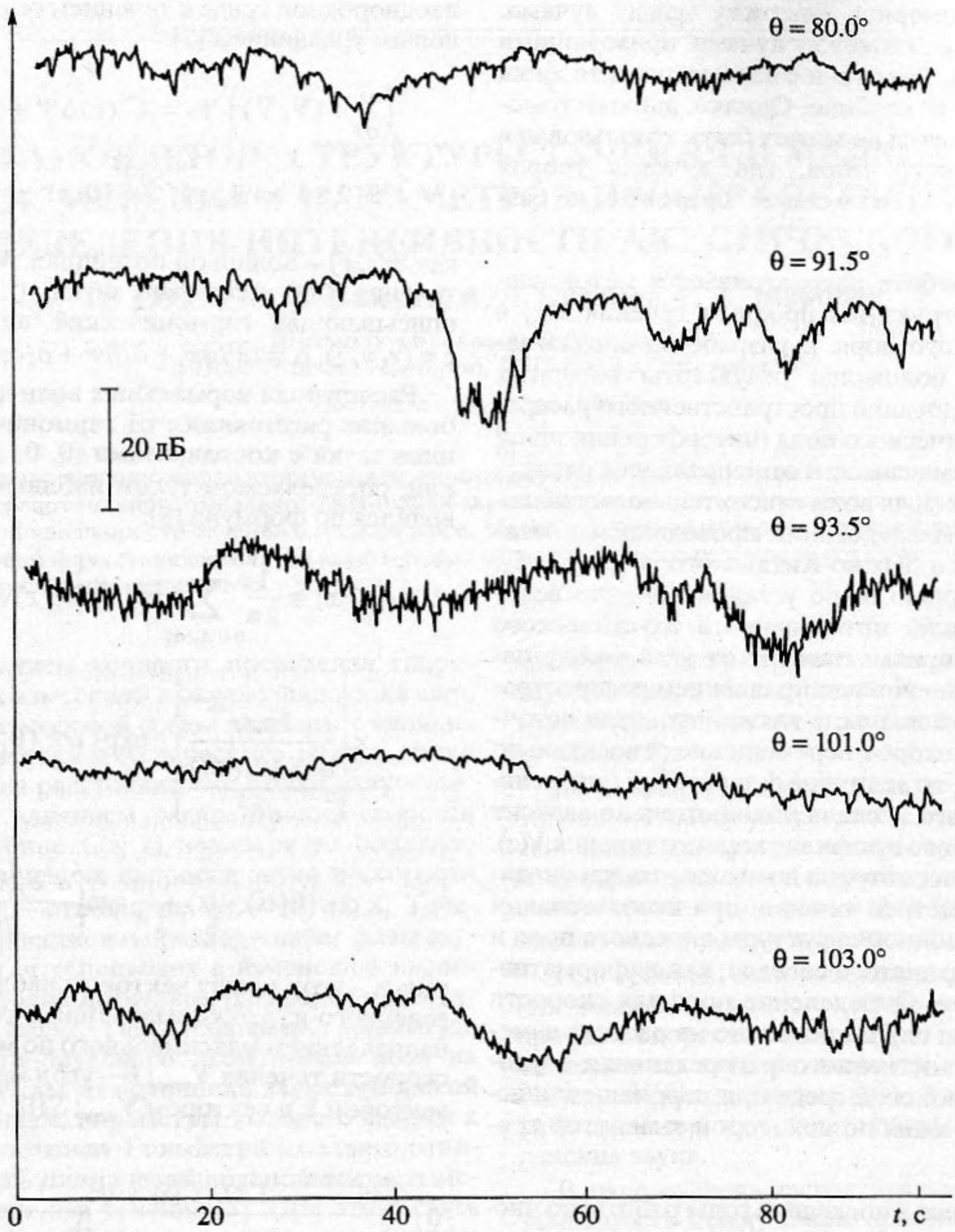

Рис. 2. Флуктуации интенсивности тонального акустического сигнала, $f = 235$ Гц, принятого в пяти равноотстоящих точках приема ($r = 19.0$ км).

– фазовая функция; $\theta_j(\alpha)$ – стационарная точка (направление, в котором моды дают наибольший вклад в поле), являющаяся решением уравнения:

$$dS_j(\theta)/d(\theta) = 0 \qquad (4)$$

в области $A_j(\alpha)$ существования j-й моды; M – число мод в направлении α; $k_j(\theta)$; $\psi_j(\theta_j(\alpha))$ – собственные числа и собственные функции задачи Штурма–Лиувилля [7].

Численное моделирование по алгоритму (3) пространственного распределения интенсивности I акустического поля использовалось для интерпретации результатов натурных наблюдений зависимости $I(\mathbf{r}, t)$. Определение величины среднеквадратических отклонений ΔI флуктуаций интенсивности звукового сигнала в среде с течением и дальнейшее определение профиля скорости течения $V(z)$ осуществлялось по характеру изменения пространственного распределения структуры акустического поля при перемещении источника излучения.

Сравнение результатов расчета и эксперимента было выполнено для пяти точек приема, расположенных около дна. Измерения проходили

в районе с глубинами $H = 68 \pm 3$ м с профилями $C(z)$ и $V(z)$, показанными на рис. 1. Скорость течения $V(z_1)$ измерялась на интервале времени более четырех часов при помощи акустического буйка с нейтральной плавучестью, погруженного на глубину $z_1 = 40$ м. Средняя скорость перемещения буйка составляла 2 м/с. Скорость течения у поверхности $V(0)$ по погодным условиям была близка к нулю. У дна $V(H)$ также принималась близкой к нулю. Для остальных глубин использовалась линейная интерполяция.

Приемники звука, пять заякоренных автономных донных станций (АДС), были поставлены в пяти точках, отстоящих на равном расстоянии $r = 19.0$ км от точки излучения и в направлениях 80°, 91.5°, 93.5°, 101° и 103° по отношению к направлению течения (угол θ). Гидрофоны всех АДС располагались в 5 м от дна. В точке излучения с борта стоящего на якоре судна на глубину 15 м был опущен тональный акустический излучатель с рабочей частотой 235 Гц ($\lambda = 6.28$ м). При обработке магнитных записей принятых сигналов измерялась интенсивность звука на частоте 235 Гц через временнóй интервал $\Delta t = 2$ с.

Флуктуации интенсивности звукового поля $I(r, t)$ (рис. 2) в данном случае обусловливались дрейфом поставленного на якорь судна с акустическим источником относительно точки якорной стоянки. Длина якорной цепи позволяла источнику перемещаться в области с радиусом около 70 м, что составляло приблизительно 10 длин волн.

Приведенные на рис. 3 результаты расчета показывают, что учет профиля скорости течения – $V(z)$ при определении акустического поля методом численного моделирования приводит к существенному изменению интерференционной структуры по сравнению с моделями, не учитывающими скорость течения. Это изменение может приводить даже к смене максимума на минимум в пространственном распределении интенсивности акустического поля $I(r)$ в окрестности точки приема ($R = 19.0$ км при горизонтах излучения и приема равных $z_{изл} = 15$ м, $z_{пр} = 63$ м – соответствующим условиям проведения эксперимента) [5, 6].

На рис. 4 приведено рассчитанное в соответствии с условиями эксперимента распределение интенсивности $I(\theta)$ акустического поля тонального сигнала $f = 235$ Гц, принятого на расстоянии $r = 19.0$ км, в зависимости от угла θ между направлением падения звуковой волны и направлением скорости течения. В качестве примера на рис. 4 показаны угловые зависимости изменения интенсивности акустического поля $I(\theta)$, рассчитанного для среды с течением, параметры которого соответствуют измеренному в эксперименте профилю $V(z)$ (кривая *1* рис. 4), по сравнению с той же средой в отсутствии течения (кривая *2* рис. 4), в направлениях θ = 80° (АДС-1), θ = 93.5° (АДС-2) и θ = 101° (АДС-4). Разность значений интенсивности для среды с течением и без него составляет −2.8, +1.5 и +2.2 дБ (штриховые линии *3–5* на рис. 4) соответственно.

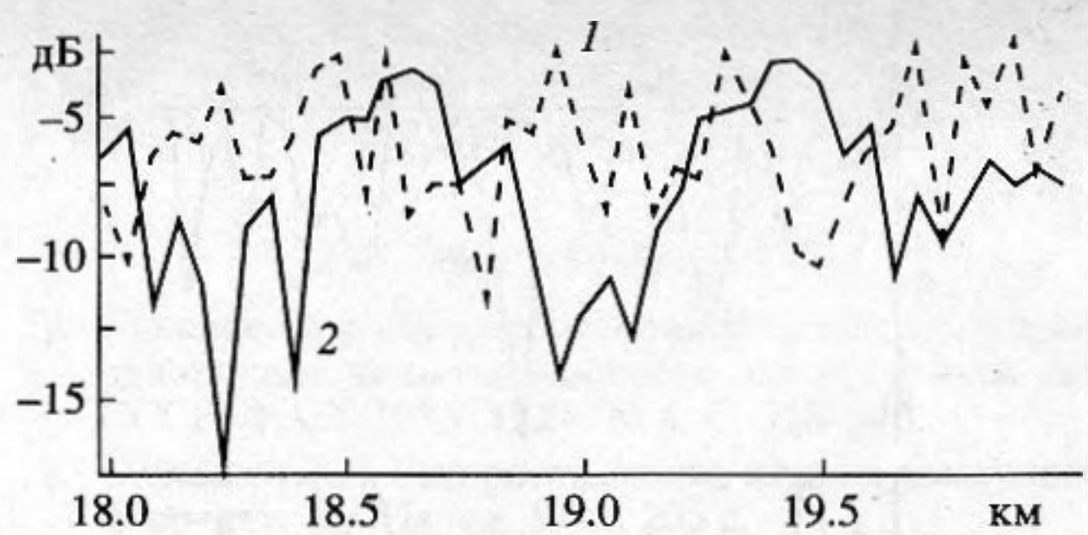

Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности звукового поля в среде без течения (*1*) и с течением (*2*) для угла θ = 80° в области точки приема.

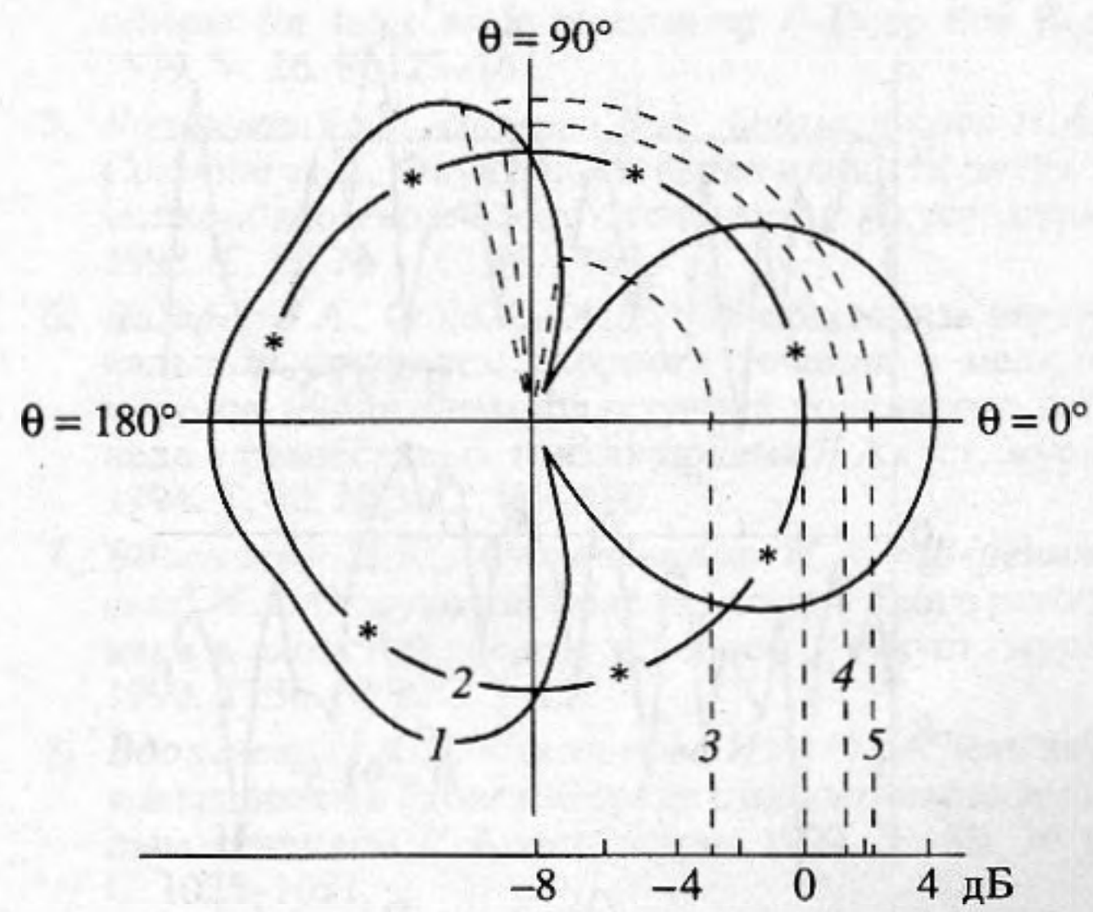

Рис. 4. Пространственно-угловое распределение интенсивности акустического поля $I(\theta)$ при $r = 19.0$ км. *1* – среда с течением, *2* – среда без течения, *3* – расчет $I(\theta)$ для θ = 80.0°, *4* – расчет $I(\theta)$ для θ = 93.5°, *5* – расчет $I(\theta)$ для θ = 101.0°.

Результаты расчета пространственного распределения – интерференционной структуры – акустического поля $I(r)$, проведенные по алгоритму (3) для пяти точек приема по условиям эксперимента и с учетом вертикального профиля течения $V(z)$, приведены на рис. 5. Расчет показывает, что вариации дистанции на 100–150 м могут привести к флуктуациям интенсивности принятого сигнала до 10 дБ. Несмотря на то, что все приемники были удалены от источника на одно и то же расстояние $r = 19.0$ км, влияние течения на угловое распределение интенсивности поля приводит к тому, что среднеквадратические отклонения

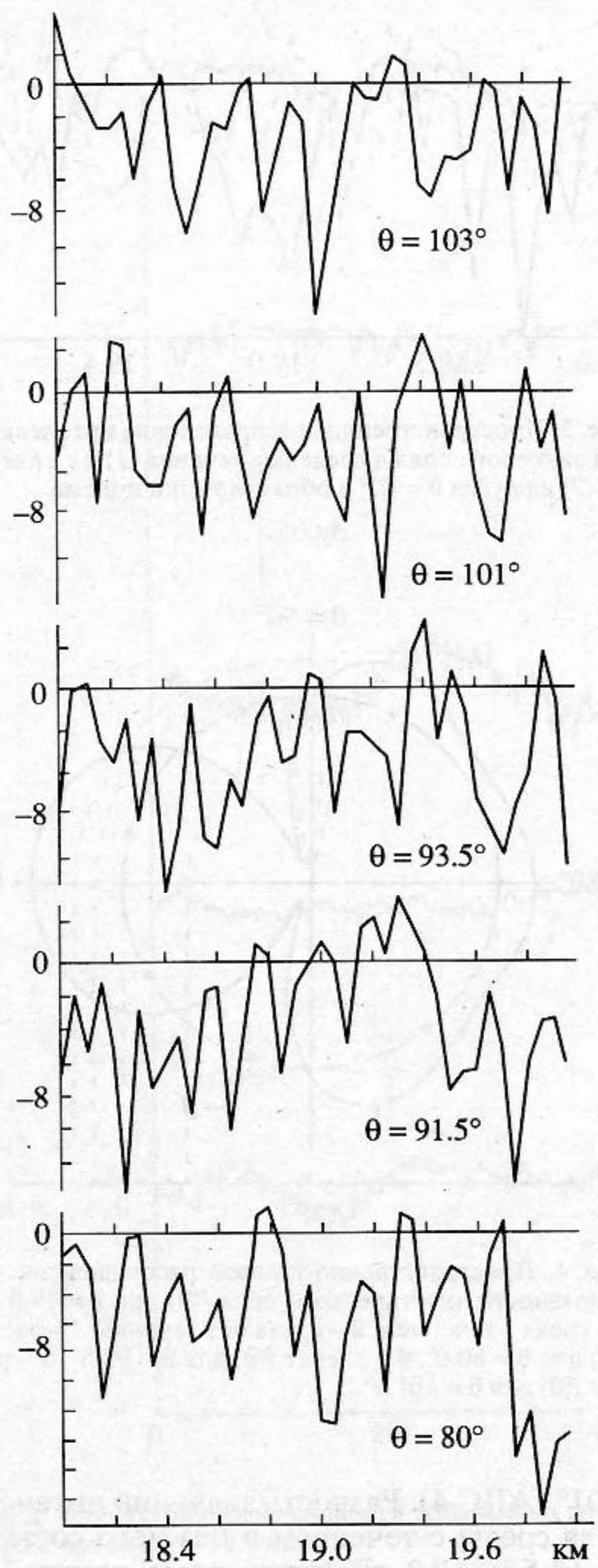

Рис. 5. Расчет пространственного распределения интенсивности акустического поля для пяти равноотстоящих точек приема (r = 19.0 км).

флуктуаций интенсивности принятого сигнала на разных приемниках были различны и находились в интервале 12–21 дБ.

Данные по флуктуациям, полученным как из расчета, так и в результате натурных измерений при смещении источника на ±70 м от исходной точки излучения (длина якорной цепи) сведены в табл. 1. Расчет выполнялся для профиля $V(z)$, соответствующему измеренному в ходе эксперимента (на рис. 1б этот профиль $V(z)$ показан сплошной линией). Расчеты, выполненные для других моделей $V(z)$ (штрихпунктирные линии на рис. 1б), дают худшее соответствие с экспериментом. Следует подчеркнуть, что информативным признаком по отношению к параметрам течения следует считать значения среднеквадратических отклонений интенсивности, а не сами значения интенсивности. Уровень флуктуаций интенсивности определяется структурой распределений $I(r)$ типа кривых рис. 5, учитывающих профиль $V(z)$ и их вариации при движении источника. Сама структура пространственного распределения интенсивности, как было показано, например, в [9], имеет достаточно устойчивый характер.

Как видно из сравнительной табл. 1, результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с результатами измерений. Некоторое отличие результатов расчета от данных, полученных в эксперименте, в сторону занижения можно объяснить тем, что при численном моделировании интенсивности звукового поля не учитывался тот факт, что глубина волновода и глубина приемника в реальных условиях могут отличаться от средних значений H = 68 м и z = 63 м на величину до половины длины волны.

В то же время флуктуации интенсивности, связанные с течением, в реальных условиях наблюдаются на фоне флуктуаций, обусловленных перемещением источника в волноводе с неровным дном. Однако, если структура течения в пределах временного интервала измерения стационарна, а источник движется по некоторой замкнутой плоской траектории (например, окружности), то вследствие эффектов усреднения на интервале углов $\Delta\theta$ флуктуации интенсивности, связанные с течением и с профилем дна, разделяются по характеру их угловых спектров. Так при неровностях дна ~5% от средних размеров волновода и изменениях угла до 15° среднеквадратические отклонения интенсивности звука, обусловленные течением и профилем дна при движении источника, могут отличаться на 14 дБ (см. табл. 1).

Установлена связь вертикального профиля скорости течения $V(z)$ с величиной отклонений от среднего значения интенсивности звукового поля в разнесенных точках приема. Алгоритм определения вертикального профиля скорости течения по данным об измеренных флуктуациях интенсивности звукового поля состоит из трех операций. Во-первых, на основе априорных данных гидрологических измерений строится модель профиля скорости течения (например, кусочно-линейная зависимость) с заданием определенного количества параметров, описывающих вертикальную структуру скорости течения. Во-вторых, производится расчет среднеквадратических отклонений флуктуаций звука в приемниках, разнесенных

Таблица

№ станции	Угол θ	Амплитуда флуктуации интенсивн. в точке приема, дБ	
		расчет	измерения
АДС-1	80.0°	14.0	15.0
АДС-2	91.5°	16.0	20.0
АДС-3	93.5°	20.0	22.0
АДС-4	101.0°	6.0	8.0
АДС-5	103.0°	8.0	13.0

относительно источника в соответствии с экспериментом, для различных параметров вертикальной структуры скорости течения при заданной модели профиля. В третьих, параметры профиля скорости течения определяются путем минимизации различия измеренных и рассчитанных величин флуктуаций интенсивности звука на различных приемниках.

Возможны более сложные алгоритмы определения $V(z)$, основанные на регистрации интерференционной структуры акустического поля при заданном движении источника, которые позволяют получить большое количество данных и определить бóльшее число параметров модели $V(z)$.

Относительно малые временны́е интервалы, необходимые для акустического зондирования, дают возможность проводить обширные наблюдения за динамикой параметров течения в пространстве акватории между источником и приемником. В случае применения обычных методик, использующих буйки нейтральной плавучести [10], требуется большое количество датчиков и продолжительное время наблюдений.

Авторы выражают благодарность Н.К. Вдовичевой и И.А. Окомельковой за помощь в проведении численного моделирования звукового поля в слоистой среде с плоско-параллельным течением.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 94-02-00262-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Осташев В.Е.* Теория распространения звука в неоднородной движущейся среде (обзор) // Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 21. № 4. С. 358–373.
2. *Осташев В.Е.* Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 206 с.
3. *Григорьева Н.С., Явор М.И.* Влияние на акустическое поле крупномасштабного течения, качественно меняющего волноводный характер распространения звука в океане // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 6. С. 772–777.
4. *Munk W., Wanch C.* Ocean acoustic tomography a scheme for large scale monitoring // Deep Sea Res. 1979. V. 26. P. 123–161.
5. *Вдовичева Н.К., Лазарев В.А., Окомелькова И.А., Соколов А.Д.* Флуктуации интенсивности звука в мелководном волноводе с течением // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 167–168.
6. *Лазарев В.А., Соколов А.Д.* Наблюдение за вертикальным профилем скорости течения в мелком море по амплитудам флуктуаций тонального сигнала в разнесенных точках приема // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 3. С. 489–490.
7. *Вдовичева Н.К., Окомелькова И.А., Шерешевский И.А.* О звуковом поле гармонического источника в слоистой среде с течением // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 1. С. 5–11.
8. *Вдовичева Н.К., Окомелькова И.А.* О расчете звуковых полей в слоистой среде с плоско-параллельным течением // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 6. С. 1025–1031.
9. *Голубев В.Н., Ильичев В.И., Орлов Е.Ф., Раков И.С., Соколов А.Д., Шаронов Г.А., Шевцов В.П.* Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в подповерхностном волноводе // В сб. "Акустические волны в океане". Под ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1987. С. 100–111.
10. *Портер Р.П.* Акустическое зондирование пространственно-временных неоднородностей океана // В кн. "Акустика океана". Ред. Дж. Де Санто. М.: Мир, 1982. С. 271–311.

Reconstruction of the Current Structure from the Measured Spatial Distribution of Sound Field Intensity in a Shallow Sea

V. A. Lazarev, A. D. Sokolov, and G. A. Sharonov

The influence of a sea current on the angular intensity distribution of the sound field generated by a point cw sound source is studied. A method is proposed to reconstruct the vertical current velocity profile in a shallow sea, which is based on measuring the standard deviations of amplitude fluctuations of sound signals propagating along a quasi-stationary path.