

УДК 551.463.21

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОДВОДНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

© 2007 г. Ю. А. Чепурин

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

117997 Москва, Нахимовский проспект 36

E-mail: Ychep@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.11.06 г.

В статье описаны 3 натуральных эксперимента по акустической томографии океана, проведенных сотрудниками Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН под руководством и при непосредственном участии Л.М. Бреховских. Сделана попытка собрать воедино и обобщить результаты 3-х серий статей, посвященных экспериментам в Норвежском море (1990 г.), THETIS-II (1994 г.) и ACOUS (1998–1999 гг.).

PACS: 43.30.Pc, 92.10.Vz

Введение. Томографию можно отнести к группе методов, позволяющих получить изображение внутренней структуры исследуемого объекта по характеристикам зондирующего сигнала, прошедшего через исследуемую область. Изучение возможностей использования методов акустической томографии для океанографических исследований проводилось уже довольно давно. Еще в 60-е годы Л.М. Бреховских обосновал перспективность и целесообразность широкой программы акустико-океанологических исследований, считая, что в изучении океана акустика должна играть первостепенную роль (“Акустика и океанология”, 1960; “Изучение акустики океана”, 1968). Действительно, только звуковые волны могут распространяться в толще океана на многие тысячи километров; радиоволны затухают в морской воде на расстоянии порядка сотен метров, а свет практически полностью рассеивается на протяжении нескольких десятков метров. Однако резкий всплеск интереса к работам, связанным с акустическим мониторингом, произошел после 1979 г., когда появилась статья американских исследователей океана W. Munk и C. Wunsch [7], где было предложено использовать томографический подход для получения информации о пространственном распределении характеристик среды. Л.М. Бреховских постоянно призывал своих сотрудников и аспирантов к разработке новых подходов к дистанционному акустическому зондированию океана (акустической томографии океана, АТО). С этой целью в руководимой им лаборатории был систематизирован накопленный за 1966–1980 гг. экспериментальный и теоретический материал по изучению влияния крупномасштабных неоднородностей в океане на распространение звука, исследованы возможности диагностики таких образований по классической

схеме линейной лучевой томографии. Леонид Максимович принимал участие в обсуждении полученных результатов, в ходе которых родилась идея поэтапного восстановления трехмерных неоднородностей среды, получая вначале оценку усредненного по глубине распределения возмущения в горизонтальной плоскости. Затем, используя это распределение как априорную информацию о положении неоднородности, восстанавливается ее структура в каждой из вертикальных плоскостей. В предлагаемой работе сделана попытка рассказать о 3-х наиболее крупных экспериментах по АТО, проведенных в Институте океанологии сотрудниками Л.М. Бреховских под его руководством.

Эксперимент в Норвежском море. В 1990 г. под руководством акад. Л.М. Бреховских в 6-м рейсе НИС “Академик Сергей Вавилов” (“ASV”) в Норвежском море был проведен эксперимент с вертикальной антенной, принимавшей низкочастотный тональный акустический сигнал, который посылал излучатель, располагавшийся на НИС “Академик Иоффе” (“AI”). Антенна содержала 29 эквидистантно расположенных гидрофонных модулей, расстояние между которыми было 20 м. Таким образом, общая длина антенны составила 560 м (что больше высоты Останкинской телебашни), конструкция приемной антенны описана в работах [1, 2]. Опускалась она с борта судна, находящегося в дрейфе, на глубину порядка 400 м и располагалась в подводном звуковом канале. Положение антенны в пространстве контролировалось с помощью трех приемо-излучающих модулей (ПИМ), располагавшихся на глубине около 20 м в районе кормы (А), носа (В), а также по траверзу судна (С) на расстоянии около 150 м от борта (см. рис. 1).

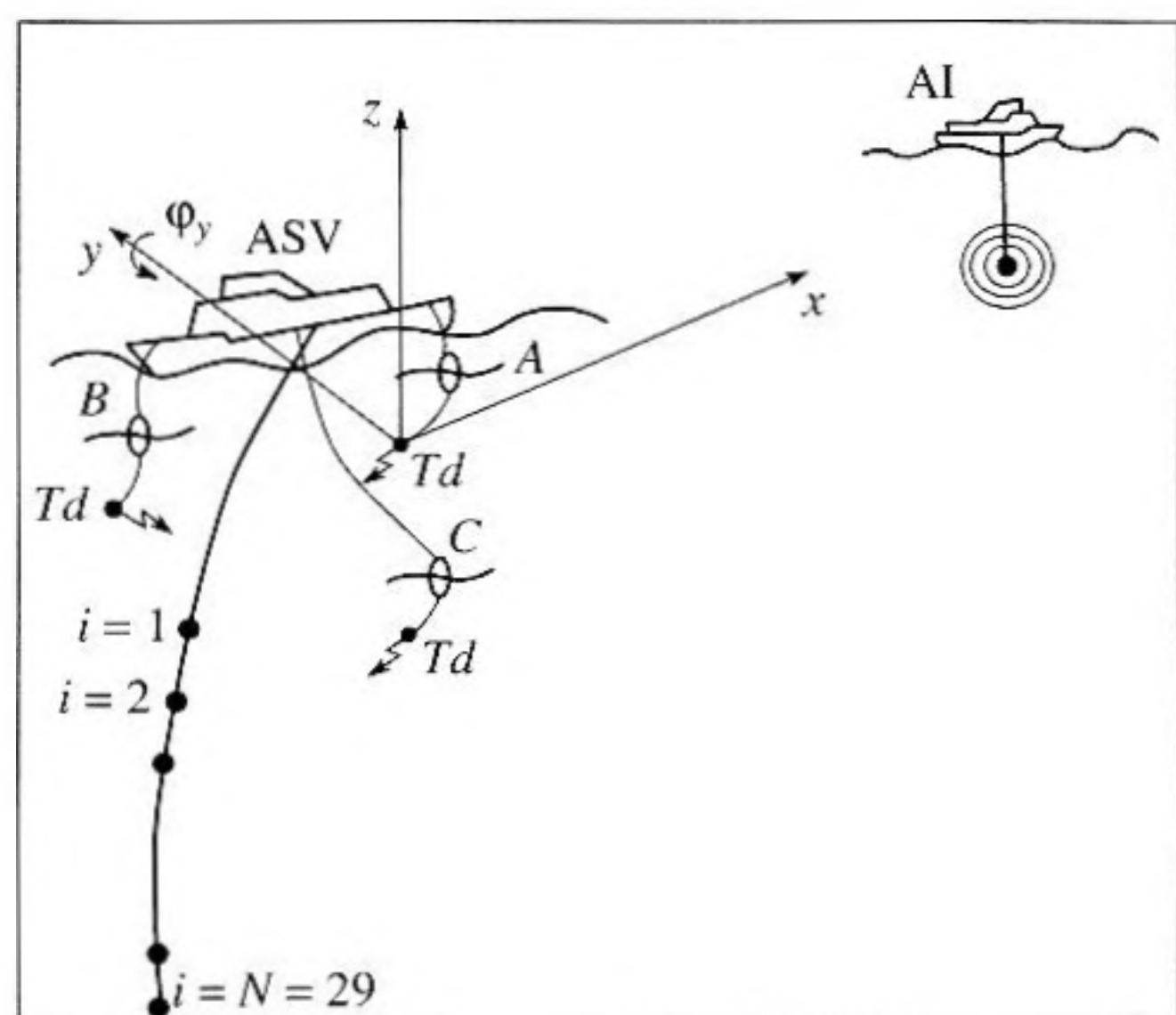


Рис. 1. Схема эксперимента: излучатель ("AI") и приемник ("ASV"), вертикальная антенна и приемно-излучающие модули (Td) A, B, C.

Для уменьшения влияния поверхностного волнения эти приемно-излучающие модули были снабжены распределенными поплавками. Приблизительно раз в 10 с прием низкочастотного сигнала антенной прерывался, и она переходила в режим определения ее пространственного положения. В этом режиме каждый ПИМ по очереди излучал короткую посылку на частоте 14 кГц, которая затем принималась как всеми гидрофонными модулями антенны, так и другими ПИМ-ами (сам же излучивший ВЧ-посылку ПИМ принимал отраженный от поверхности сигнал, что позволяло контролировать углы наклона плоскости, образованной ПИМ-ами, относительно поверхности моря). Времена распространения всех импульсов измерялись с точностью порядка 0.1 мс, что позволяло вычислить координаты приемников антенны в системе координат, связанной с ПИМ-ами, с точностью порядка нескольких метров. Кроме того, эти же "позиционирующие" импульсы принимались и с помощью вмонтированной в днище судна матрицы приемных гидрофонов. Корреляционная обработка принятых сигналов позволила измерить с точностью порядка нескольких градусов направление на ПИМ, а также расстояние до них. Поскольку также известны с высокой точностью курсовой угол ($\sim 0.5^\circ$) и координаты судна, то совокупность всех этих данных позволяла определять положение антенны в географической системе координат. Точность такого определения ввиду большого числа участвующих в измерениях систем оценить не просто, кроме того, она зависит от погодных условий. Видимо, наиболее надежным способом контроля работоспособности всего комплекса яв-

ляется прием излучения точечного источника на близкой дистанции, когда распространение звука происходит по практически прямым лучам, с последующим восстановлением координат источника, например, по методу согласованного поля. Настроечные эксперименты такого рода неоднократно производились. Основанные на них оценки показали, прежде всего, что форма антенны от цикла к циклу излучения импульсов хорошо воспроизводится и взаимное положение гидрофонов при этом определяется с точностью не хуже 1 м. Наиболее сложным является фиксация поворотов антенны в пространстве как целого, при этом, как можно видеть из рис. 1, особое внимание необходимо уделять измерению угла поворота антенны вокруг оси Y , т.е. в плоскости трассы распространения звука. Предварительные оценки показывают, что точность поворота в проведенных экспериментах составляла доли градуса. Для учета возможной систематической ошибки в процессе обработки последующих экспериментальных данных была предусмотрена возможность поворота антенны как целого вокруг осей Y и Z (см. рис. 1) по отношению к зафиксированному в эксперименте положению. Каждый модуль антенны был снабжен устройством, в котором при приеме низкочастотного поля аналоговым образом осуществлялась узкополосная фильтрация ($\Delta f = 0.5$ Гц) и делалось преобразование Фурье принятого сигнала. Таким образом, можно считать, что каждый модуль измерял амплитуду и фазу (комплексную амплитуду) тонального сигнала с точностью до единой для всех модулей фазовой константы. Вся получаемая в эксперименте информация передавалась с помощью специальной судовой системы в матричный процессор ЕС-2706, где и обрабатывалась в реальном времени. Результаты обработки записывались в файлы связанной с ЕС-2706 лабораторной ЭВМ.

Акустическое давление $\mathbf{p} = p_i(\Delta x_i, z_i)$ на антенне можно представить как сумму нормальных волн данного волновода:

$$\mathbf{p} = \mathbf{H}\mathbf{a}, \quad (1)$$

где $H_{ij} = \psi_j(z_i)\exp(i\xi_j\Delta x_i)$, а $\psi_j(z)$ – собственные функции волновода, Δx_i – горизонтальное смещение i -того приемника относительно первого в плоскости распространения звука, z_i соответственно глубина погружения приемника, \mathbf{a} – вектор комплексных амплитуд мод. Если M число мод, эффективно формирующих поле на антенне, меньше количества приемников в ней N , то система уравнений (1), возникающая в реальном эксперименте, как правило, несовместна из-за различного рода шумов и неизбежных экспериментальных погрешностей. Считая, что поле формируется $M < N$ количеством мод (коэффициенты возбуждения мод с номерами $a_{M+1}, a_{M+2}, \dots, a_N$ следует ожидать близ-

кими к нулю), домножим обе части (1) на $H^+ = (H^*)^T$ и решим систему относительно a_i :

$$\mathbf{a} = (H^+H)^{-1}H^+\mathbf{p}. \quad (2)$$

Основная трудность заключается в поиске обратной матрицы к матрице (H^+H) , так как для реальных условий ее детерминант близок к нулю, что приводит к неустойчивости решения при малых флуктуациях вектора наблюдения \mathbf{p} . Матрица (H^+H) есть матрица ортогональности мод на апертуре антенны. Если антенна строго вертикальна, перекрывает весь волновод и количество ее приемников стремится к бесконечности, то (H^+H) стремится к единичной матрице I . Для дискретной, искривленной в пространстве антенны конечных размеров спектр собственных значений этой матрицы резко спадает после некоторого номера. Существует много способов нахождения решений уравнения (2), и их выбор зависит от конкретной ситуации и геометрии эксперимента [4, 5]. Таким образом, воспользовавшись, например, методом сингулярных разложений, мы могли также вычислить комплексные коэффициенты возбуждения мод акустического поля в точке приема.

Эксперимент проводился в июне 1990 г. в юго-восточной части Норвежского моря. Приемная антенна была установлена с борта "ASV" в точке A с координатами $67^\circ 16.13'N, 2^\circ 37.35'E$ (см. рис. 2). Излучающее судно "AI" находилось первоначально на расстоянии 55 км к северу от "ASV" в точке B с координатами $67^\circ 45.8'N, 2^\circ 36.0'E$. По окончании первой части эксперимента излучающее судно перешло в точку C ($68^\circ 14.45'N, 2^\circ 35.5'E$), а приемное судно за это время сдрейфовало приблизительно на 7 миль к западу в точку A' ($67^\circ 17.85'N, 2^\circ 19.6'E$). Новая дистанция между излучателем и приемным судном составляла $A'C = 105.5$ км. Гидрологические измерения помимо точек A, B, C , проводились также в точках H_1 и H_2 , (вследствие более продолжительного, чем предполагалось, дрейфа точка H_1 оказалась удалена на 9 км от трассы $A'C$, а точка H_2 – на 2.5 км). Точка H_1 располагалась практически посередине между точками A и B ($AH_1 = 32$ км), а точка H_2 – между точками B и C ($H_2C = 31.5$ км). Вдоль трассы AB дно было довольно ровным со средней глубиной 1400–1500 м. На участке $B'C$ трассы $A'C$ наблюдалось опускание дна до глубины 2350 м. Для обеих трасс излучатель на "AI" помещался на глубину 550 м и излучал сигнал с частотой 105 Гц.

Нами была предпринята попытка томографического восстановления среды распространения звука в контролируемых таким образом условиях сначала на трассе AB [5]. На первом этапе производилась томография при помощи согласования полей с одним параметром. Мы приписывали точ-

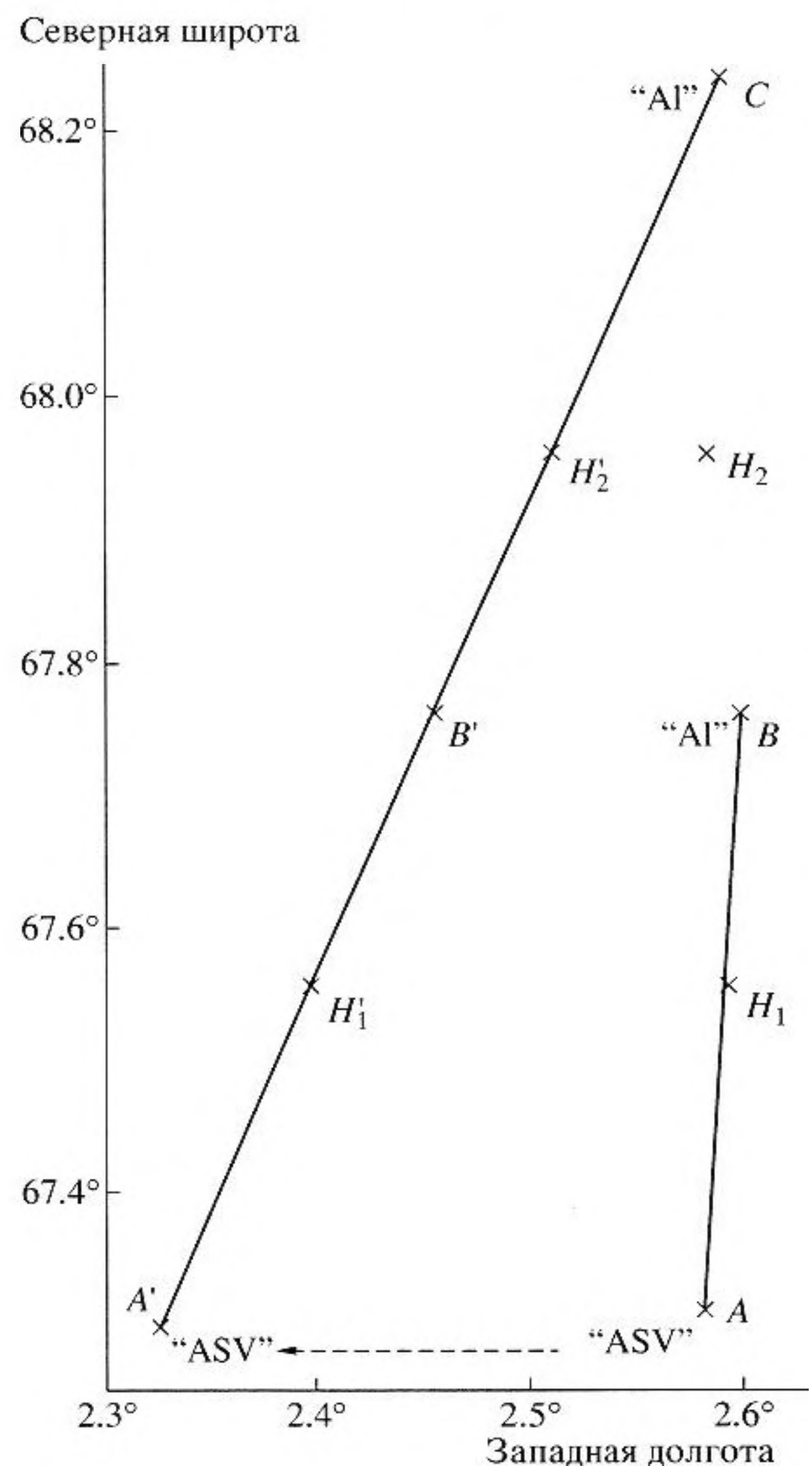


Рис. 2. Эксперимент в Норвежском море: приемное судно ("ASV") в точках AA' и излучающее ("AI") в точках B и C . Акустические трассы: AB ($R = 55$ км) и $A'C$ ($R = 105.5$ км).

ке H_1 семейство профилей $c^{(q)}(z)$, линейно зависящее от единственного безразмерного параметра q :

$$c^{(q)}(z) = c_{H_1}(z) + \Delta c(z)q. \quad (3)$$

Здесь $\Delta c(z) = \bar{c}(z) - c_{H_1}(z)$, $\bar{c}(z) = (c_A(z) + c_B(z))/2$. Таким образом, профили $c^{(q)}(z)$ при $q = 0$ переходят в измеренный профиль: $c^{(0)} = c_{H_1}(z)$, а при $q = 1$ – в средний профиль $c^{(1)} = \bar{c}(z)$. Поле скорости звука $c(x, z)$ вдоль трассы между точками A, H_1 и H_1, B получалось при помощи линейной интерполяции соответственно профилей c_A и c_{H_1} , c_{H_1} и c_B . Зная поле скорости звука, поле звукового давления (комплексного) в точках, где расположены приемные модули антенны, может быть расчи-

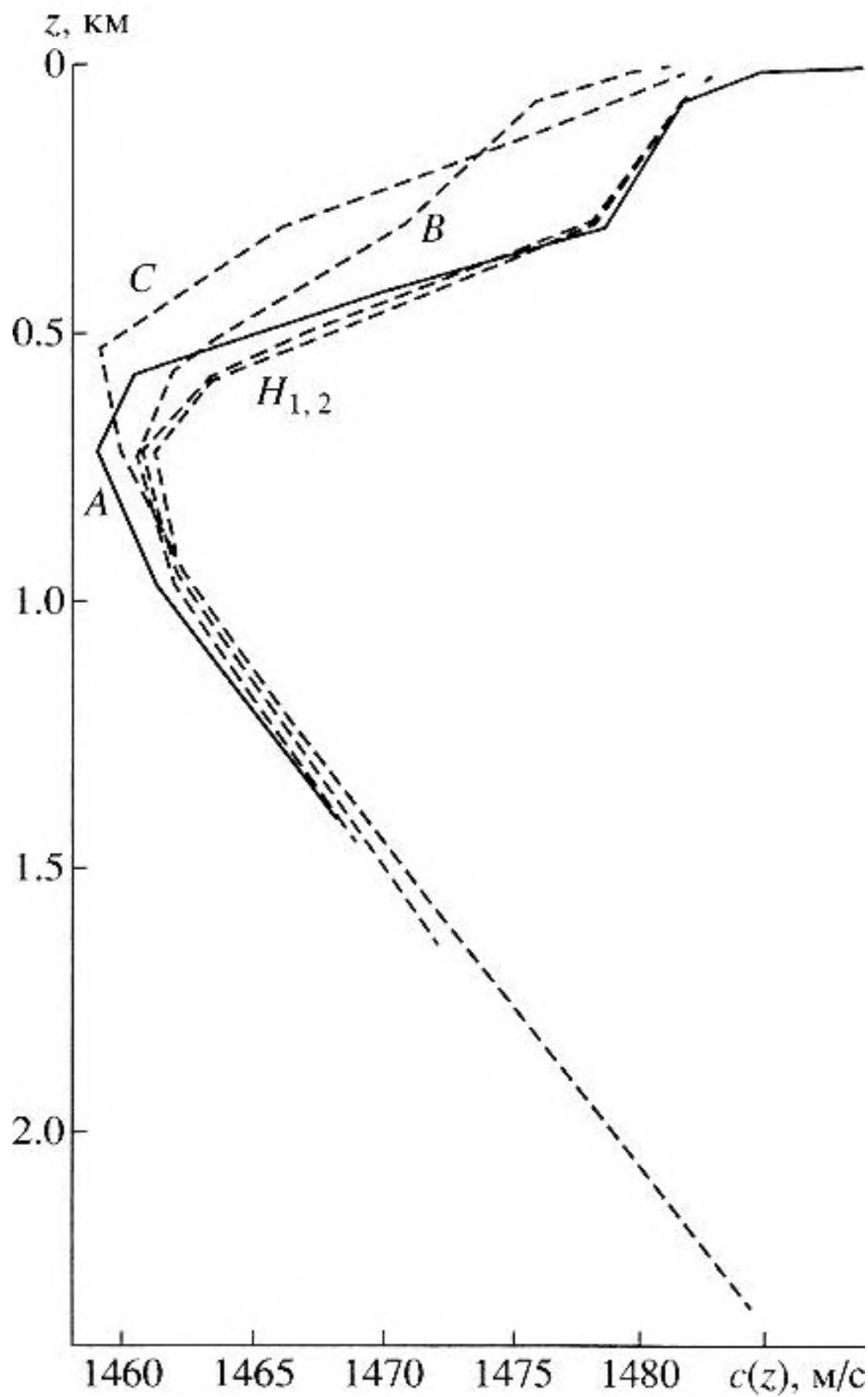


Рис. 3. Профили скорости звука (ПСЗ), измеренные в точках А, В, С, H_1 и H_2 .

тано численно. Эти величины $p_i^{(q)}$ будут, естественно, зависеть от значения параметра q . Вектор $\mathbf{p}^{(q)} = \{p_i^{(q)}\}$ следует сравнить с измеренными экспериментально значениями $\mathbf{p}^{(E)} = \{p_i^{(E)}\}$. В качестве меры близости двух векторов можно рассматривать модуль нормированного скалярного произведения $|K(q)|$:

$$K(q) = (\mathbf{p}^{(E)}, \mathbf{p}^{(q)}) (\|\mathbf{p}^{(E)}\| \cdot \|\mathbf{p}^{(q)}\|)^{-1} = \left(\sum_{i=1}^N p_i^{(E)} (p_i^{(q)})^* \right) \left(\sum_{i=1}^N |p_i^{(E)}|^2 \sum_{i=1}^N |p_i^{(q)}|^2 \right)^{-1/2}. \quad (4)$$

Максимальное значение $|K| = 1$ "корреляции" двух полей достигается только в том случае, когда два вектора $\mathbf{p}^{(E)}$ и $\mathbf{p}^{(q)}$ совпадают с точностью до комплексного масштабного коэффициента (метод согласованного поля, *matched-field processing*). Сначала был проведен численный эксперимент, когда в качестве $\mathbf{p}^{(E)}$ в (4) выбирался вектор $\mathbf{p}^{(0)}$, возникающий при расчете акустического поля для поля скорости звука (ПСЗ) $c(z) = c_{H_1}(z) = c^{(0)}(z)$ (т.е. для ПСЗ, реально измеренного в точке H_1). Рассчитанная зависимость $|K_0(q)| = |(\mathbf{p}^{(0)}, \mathbf{p}^{(q)})| \cdot \|\mathbf{p}^{(0)}\|^{-1} \cdot \|\mathbf{p}^{(q)}\|^{-1}$ показана на рис. 5а штриховой линией. Затем в качестве $\mathbf{p}^{(E)}$ в (4) были подставлены измеренные в эксперименте значения и соответствующая зависимость $|K_E(q)| = |(\mathbf{p}^{(E)}, \mathbf{p}^{(q)})| \cdot \|\mathbf{p}^{(E)}\|^{-1} \cdot \|\mathbf{p}^{(q)}\|^{-1}$ изображена на рис. 5а сплошной линией. Как видно, максимум достигается при $q = 0.15$, т.е. для гидрологии, весьма близкой к той,

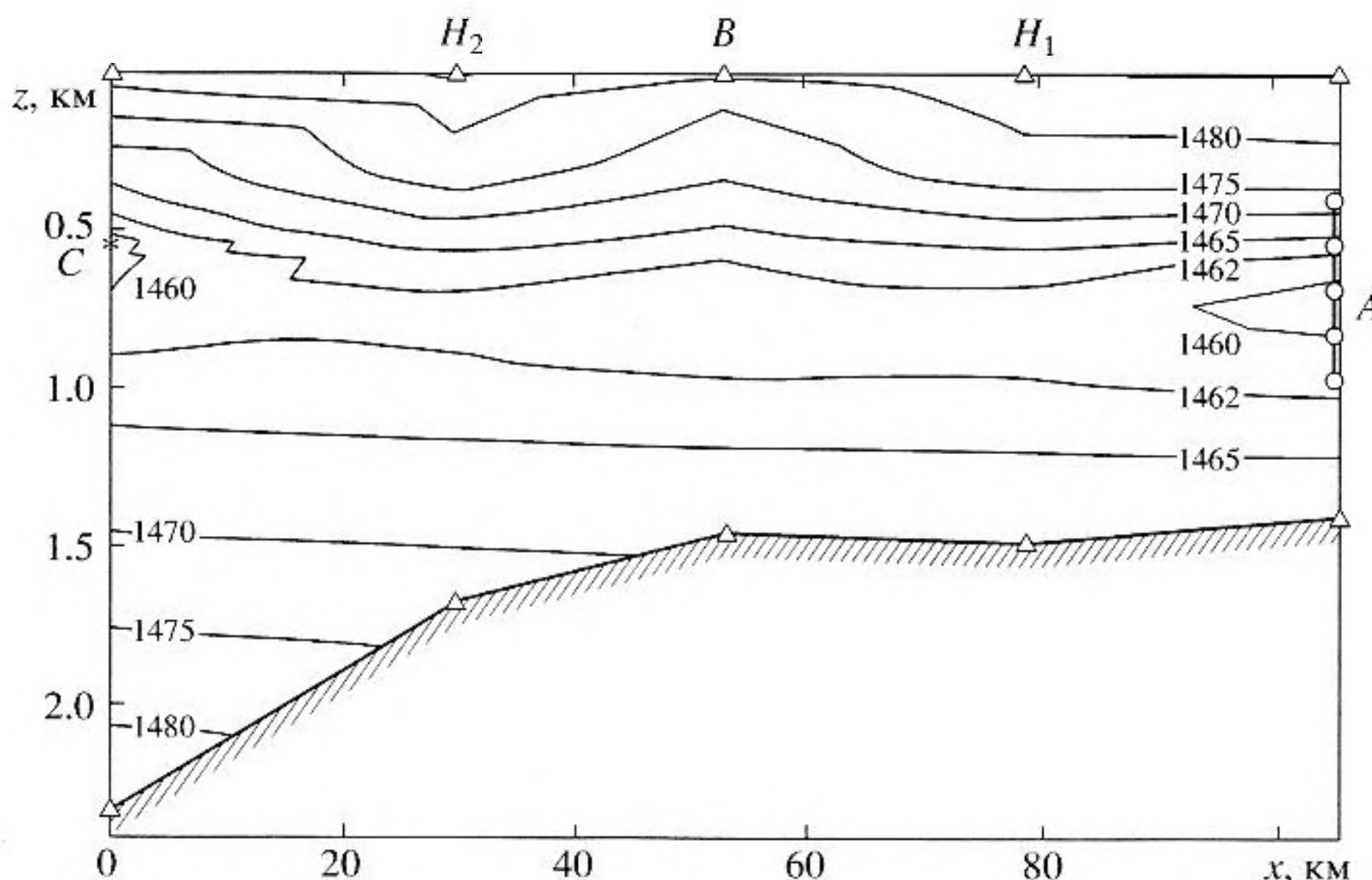


Рис. 4. Изолинии поля скорости звука вдоль трассы АС. Показаны также положение источника (слева), антенны (справа) и точек измерения ПСЗ (B , H_1 , H_2).

которая была действительно измерена в точке H_1 . Максимум отклонения составлял около 0.4 м/с. “Изрезанный” характер этих двух кривых на рис. 5а связан с использованием для расчета вектора $\mathbf{p}^{(q)}$ лучевого приближения, дающего бесконечные значения на каустиках, и изменяющееся скачком поле при изменении числа приходящих в приемник лучей.

Соответствие полей можно также оценить, используя вместо акустического давления на приемниках антенны, коэффициенты возбуждения мод звукового поля.

$$|K_a(q)| = |(\mathbf{a}^{(E)}, \mathbf{a}^{(q)})| \cdot \|\mathbf{a}^{(E)}\|^{-1} \cdot \|\mathbf{a}^{(q)}\|^{-1} \quad (5)$$

(matched-mode tomography). Полностью аналогичные предыдущим зависимости показаны на рис. 5б пунктирной и сплошной линиями соответственно. Как видно, максимум наблюдается приблизительно там же, что и при расчете по лучевому приближению, однако зависимости носят значительно более плавный характер.

Можно предположить, что относительно низкий уровень корреляции $|K_E|$ связан с взаимодействием звукового поля с дном океана. Акустические параметры дна не были известны, поэтому сильно взаимодействующие с дном составляющие звукового поля не учитывались. В расчетах дно предполагалось однородным полупространством плотности $\rho_b = 1200 \text{ кг м}^{-3}$ и со скоростью звука $c_b = 1475 \text{ м/с}$.

Измерение интенсивности звукового поля, наряду с его фазой, является с точки зрения эксперимента более сложной задачей, чем просто измерение его интенсивности. Поэтому интересно выяснить, как изменятся полученные результаты, если исключить из рассмотрения фазы и сравнить между собой просто вещественные векторы $|\mathbf{p}^{(E)}|$ и $|\mathbf{p}^{(q)}|$. На рис. 5в штриховая линия отвечает зависимости

$$K_I(q) = \left(\sum_{i=1}^N |p_i^{(0)}| |p_i^{(q)}| \right) \left(\sum_{i=1}^N |p_i^{(0)}|^2 \right)^{-1/2} \left(\sum_{i=1}^N |p_i^{(q)}|^2 \right)^{-1/2},$$

которая получается в результате численного эксперимента, а сплошная – аналогичной зависимости, где вместо $|\mathbf{p}^{(0)}|$ подставлена интенсивность измеренного поля $|\mathbf{p}^{(E)}|$. Как видно, эти зависимости являются еще более пологими, т.е. менее чувствительными к вариациям среды. Интенсивность звукового поля рассчитывалась по модовой теории.

Следует заметить, что выбор семейства профилей в форме (3) является искусственным, поскольку в него с самого начала был включен измеренный профиль c_{H_1} . Более естественный с точки зрения томографии океана подход заклю-

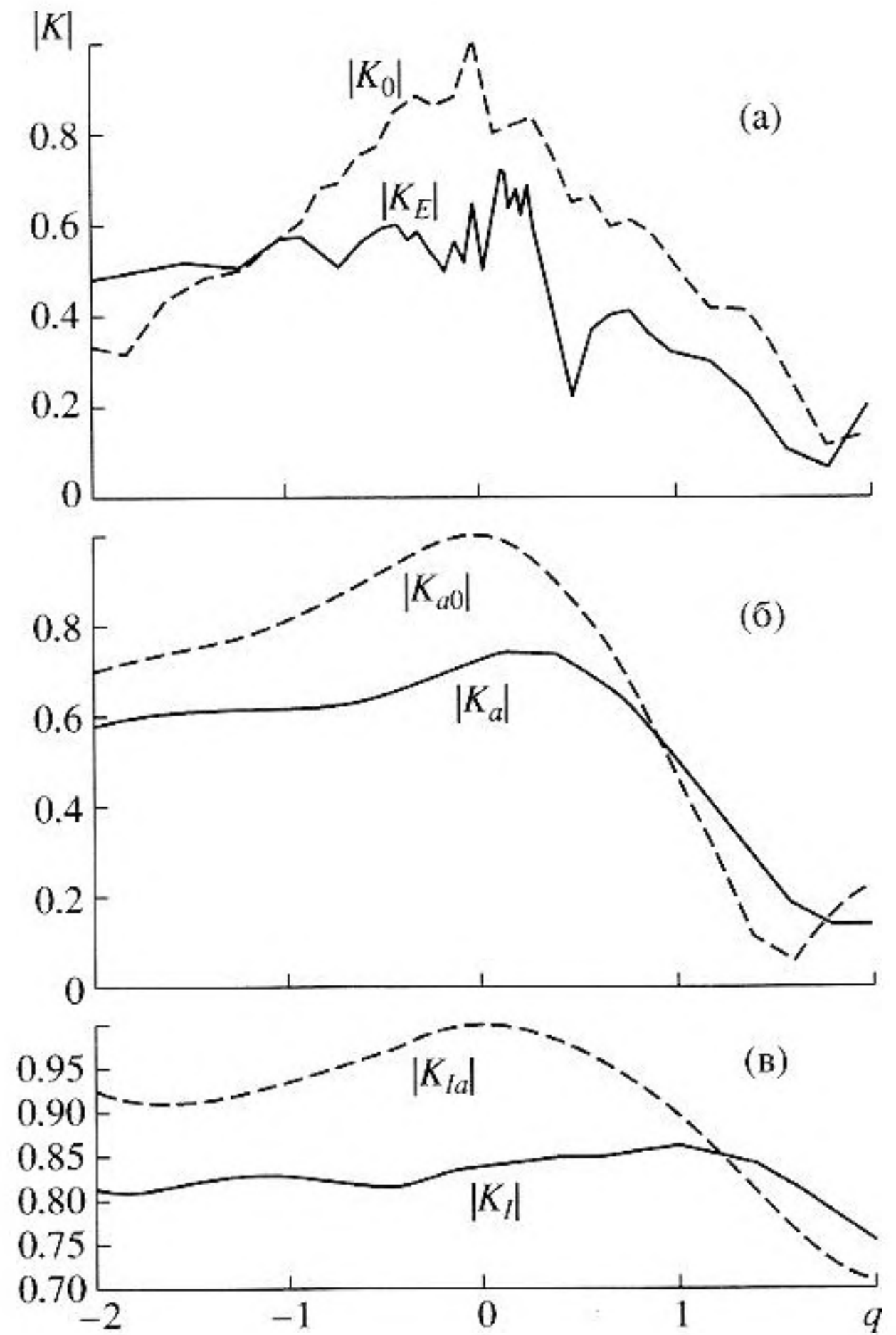


Рис. 5. (а) Корреляция рассчитанного звукового поля $\{p_i^{(q)}\}$ с измеренным $\{p_i^{(E)}\}$ (сплошная линия) и с рассчитанным при $q = 0$ $\{p_i^{(0)}\}$ (штриховая линия). (б) То же самое, но для амплитуд нормальных мод. (в) Аналогично (а), но для интенсивности звука $|p|$.

чается в использовании для описания ПСЗ эмпирических ортогональных функций (ЭОФ).

Эти функции некоторого семейства профилей $c_\alpha(z)$, $\alpha = 1, 2, \dots, N$ можно построить следующим образом. Введем симметрическую положительно определенную матрицу

$$g_{ij} = \sum_{n=1}^{N_p} \Delta c_\alpha(z_i) \Delta c_\alpha(z_j)$$

$$\text{с } \Delta c_\alpha(z) = c_\alpha(z) - \overline{c(z)}, \quad \overline{c(z)} = N_p^{-1} \sum_{\alpha=1}^{N_p} c_\alpha(z).$$

Пусть $\mathbf{e}_i^{(k)}$ – k -й собственный вектор этой матрицы, отвечающий собственному значению $\lambda^{(k)}$: $\sum g_{ij} e_j^{(k)} = \lambda^{(k)} e_i^{(k)}$, $\|\mathbf{e}^{(k)}\| = 1$. Функции $\delta c_k(z) = e_i^{(k)}$ и будут составлять базис ЭОФ для отклонений

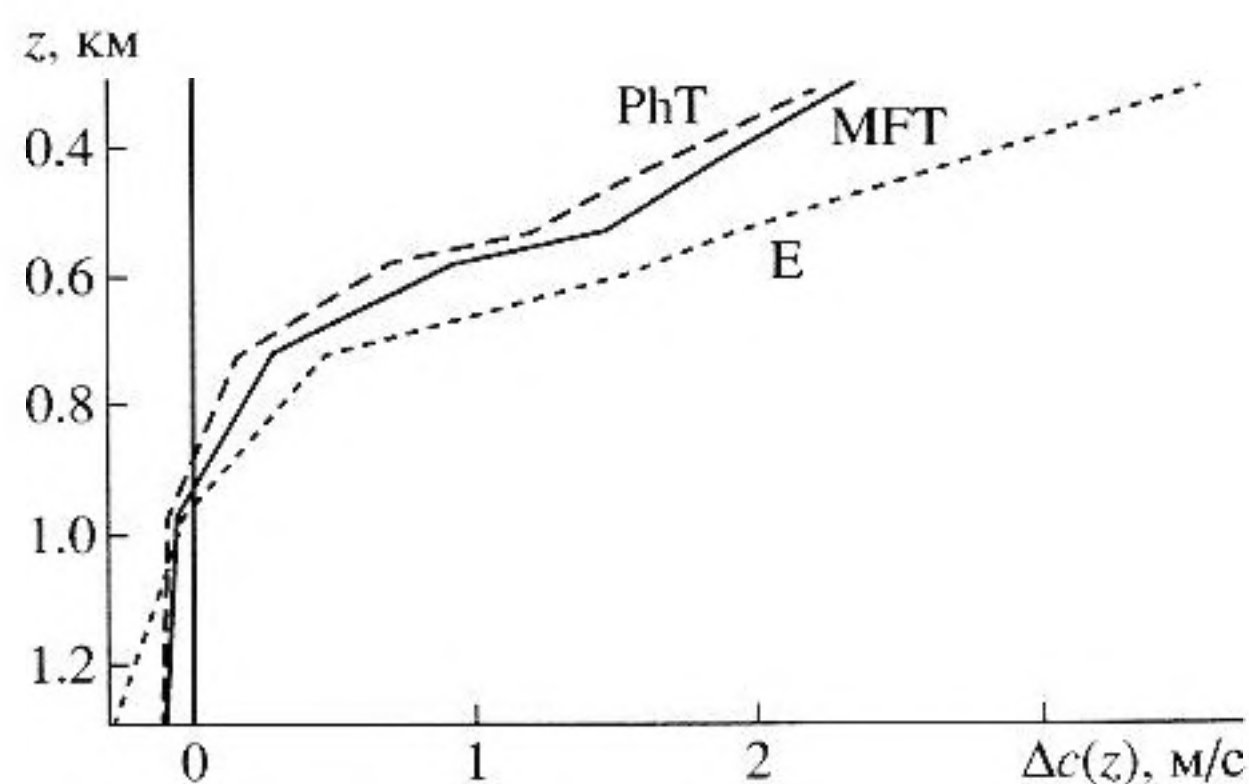


Рис. 6. Отклонение ПСЗ от усредненного в точке H_1 (трасса AB , $R = 55$ км). Минимум функции (7) (MFT) – сплошная линия, восстановление по фазам мод (PhT) – длинный штрих, эксперимент (E) – короткий.

ПСЗ от среднего $\Delta c_\alpha(z)$. Если среди исходного набора семейства функций $c_\alpha(z_i)$ были “похожие”, то некоторые собственные значения будут весьма малы. В этом случае соответствующие им собственные функции $\delta c_k(z_i)$ могут быть отброшены, и весь исходный набор ПСЗ достаточно точно описывается при помощи только тех S собственных функций, которые отвечают достаточно большому собственным значениям $\lambda^{(k)}$, $k = 1, 2, \dots, S$.

Если поле скорости звука задается в виде M_c вертикальных разрезов вдоль трассы распространения:

$$\Delta c^{(r)}(z) = \sum_{k=1}^S q_k^{(r)} \delta c_k(z), \quad r = 1, 2, \dots, M_c, \quad (6)$$

то при известных положениях источника и антенны теоретически рассчитываемое на антенне поле $\mathbf{p}^{(T)}(\mathbf{q})$ зависит от вектора $\mathbf{q} = \{q_k^{(r)}\}$, имеющего $L = M_c S$ компонент. Рассмотрим следующую неотрицательную вещественную функцию:

$$F(\mathbf{q}) = \min_{\beta} \left(\sum_{i=1}^N \left| \frac{p_i^{(E)}}{\|\mathbf{p}^{(E)}\|} - \beta \frac{p_i^{(T)}(\mathbf{q})}{\|\mathbf{p}^{(T)}(\mathbf{q})\|} \right|^2 \right) = 1 - |K(\mathbf{q})|^2, \quad (7)$$

где $K(\mathbf{q})$ определен в (4). Проблема томографии при помощи согласования полей может быть сформулирована как нахождение вектора \mathbf{q} , минимизирующего невязку $F(\mathbf{q})$ между экспериментальными измерениями и теоретически рассчитанными полями (разумеется, выбор $F(\mathbf{q})$ в стандартном виде (7) не является при этом единственно возможным). В большинстве практически интересных случаев $p_i^{(T)}(\mathbf{q})$ не могут рассматриваться как линейные функции параметров \mathbf{q} , и для поиска абсолютного минимума функции L перемен-

ных $F(\mathbf{q})$ можно воспользоваться, например, методом градиентного спуска. В описываемом эксперименте базис ЭОФ строился в интервале глубин 300–1200 м, исходя из всех 5 измеренных в районе гидрологий. Он оказался состоящим из 2-х эффективных ЭОФ, которые обеспечивали точность аппроксимации гидрологий не хуже 0.5 м/с. Включение в рассмотрение других гидрологий, измеренных в дальнейшем неподалеку от данного района, очень слабо влияло на результаты. Для акустической трассы AB ($R = 55$ км) ПСЗ восстанавливался только на одной станции H_1 . Следовательно, в данном случае мы подгоняли среду под данные эксперимента 2 параметрам.

Если функция невязки $F(\mathbf{q})$ в (7) имеет много локальных минимумов, то результат метода градиентного спуска может зависеть от начальной стартовой точки $\mathbf{q} = \mathbf{q}_{st}$, с которой начинается спуск. В нашем случае в качестве стартовой точки брался как горизонтально-однородный океан с усредненным ПСЗ $\bar{c}(z)$ (соответствует $\mathbf{q} = 0$), так и измеренные в эксперименте ПСЗ (точнее, их аппроксимации при помощи двух ЭОФ). Для трассы AB результат минимизации не зависел от выбора стартовой точки.

Отклонения $\Delta c_{H_1}(z) = c_{H_1}(z) - \bar{c}(z)$ ПСЗ в точке H_1 от усредненного профиля показаны на рис. 6, где сплошная линия отвечает восстановленному ПСЗ и короткие штрихи – измеренному в эксперименте, для которого значение функции $F(\mathbf{q}) = 0.598$. Для восстановленного ПСЗ $F(\mathbf{q}) = 0.575$ и для усредненного ПСЗ $F(\mathbf{q}) = 0.651$.

Затем изложенная схема томографии была применена к трассе $A'C$ ($R = 105.5$ км), причем ПСЗ восстанавливался в трех промежуточных точках H'_1, B', H'_2 . На этот раз вектор \mathbf{q} имел $L = 2 \times 3 = 6$ компонент. Функция $F(\mathbf{q})$ имеет в шестимерном пространстве уже большее количество минимумов, один из которых располагался в окрестности начала координат $\mathbf{q} = 0$. Однако значение невязки для этого минимума было довольно велико $F(0) = 0.590$. Наличие этого минимума препятствовало запуску процедуры минимизации функции $F(\mathbf{q})$ из точки $\mathbf{q}_{st} = 0$, отвечающей однородному океану со средним профилем. Небольшое смещение стартовой точки (которое соответствует вариациям только ПСЗ в точке B , не превышающим 0.3 м/с) к новой $\mathbf{q}_{st}^{(1)}$ дает уже $F(\mathbf{q}_{st}^{(1)}) = 0.664$, и в процессе минимизации ПСЗ эволюционируют в направлении измеренных экспериментально. Результирующие отклонения ПСЗ от усредненного, соответствующие вектору $\mathbf{q} = \mathbf{q}_1$, показаны на рис. 7 сплошными линиями (при этом $F(\mathbf{q}_1) = 0.401$). Для сравнения короткими штрихами на рис. 7 представлены аналогичные

зависимости для экспериментально измеренных ПСЗ. На рис. 8 показаны изолинии поля скорости звука на трассе А'С как экспериментально измеренного (штриховые линии), так и томографически восстановленного (сплошные линии).

Длинными штриховыми линиями на рис. 7 показаны профили, соответствующие вектору $\mathbf{q} = \mathbf{q}_2$ ($F(\mathbf{q}_2) = 0.393$) и возникающие в результате томографического восстановления ПСЗ, когда в качестве стартовой точки $\mathbf{q}_{st}^{(2)}$ ($F(\mathbf{q}_{st}^{(2)}) = 0.834$) были выбраны измеренные экспериментально ПСЗ. Два набора томографически восстановленных ПСЗ на рис. 7 соответствуют двум минимумам функции $F(\mathbf{q})$ примерно равной глубины. Более того, эти две точки \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 шестимерного пространства лежат в так называемом "ущелье". Рис. 9 показывает малые вариации функции $F(\mathbf{q})$ вдоль линии, соединяющей точки \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 (сплошная линия), и существенно большие вдоль линии, соединяющей точки \mathbf{q}_1 и $\mathbf{q}_{st}^{(2)}$ (штриховая линия).

Как было показано в [6] численным моделированием, как правило, наблюдается неоднозначность одновременной реконструкции нескольких ПСЗ при использовании в расчетах теории адиабатических мод (ТАМ). В случае трассы А'С (три ПСЗ) это проявилось наличием у функции $F(\mathbf{q})$ в \mathbf{q} -пространстве нескольких минимумов и "ущелий". Возможно, имело бы смысл применить более точную, чем ТАМ, модель распространения звука, но этого не было сделано.

Отметим также, что подобная неоднозначность может возникнуть при включении в число определяемых параметров томографической схемы, наряду с ПСЗ, дистанции между источником и приемной системой. Так, на рис. 10 представлена в виде изолиний двумерная зависимость функции корреляции между измеренным на антенне (эксперимент в Норвежском море, дистанция 105.5 км) и рассчитанным для различных дистанций R (источник-антенна) и профилей $c_B(z)$ в центре трассы (точка В на дистанции ≈ 55 км). В качестве параметра Δc на рисунке по горизонтальной оси отложено характерное среднее отклонение от измеренного профиля $c_B(z)$. Отметим неоднозначность решения задачи восстановления в этом случае, связанную с наличием протяженного максимума ("хребта") функции корреляции вдоль линии, соединяющей точки (2.2 м/с, 103 км) и (-1 м/с, 109 км).

Одной из целей эксперимента в Норвежском море было измерение амплитуд звуковых мод, в качестве контроля качества которого использовалась процедура восстановления источника звука [6, 7]. В основу этой процедуры положено вычисление скалярного произведения амплитуд мод (5), как функции положения источника (дистанция, глубина) при фиксированном поле скорости

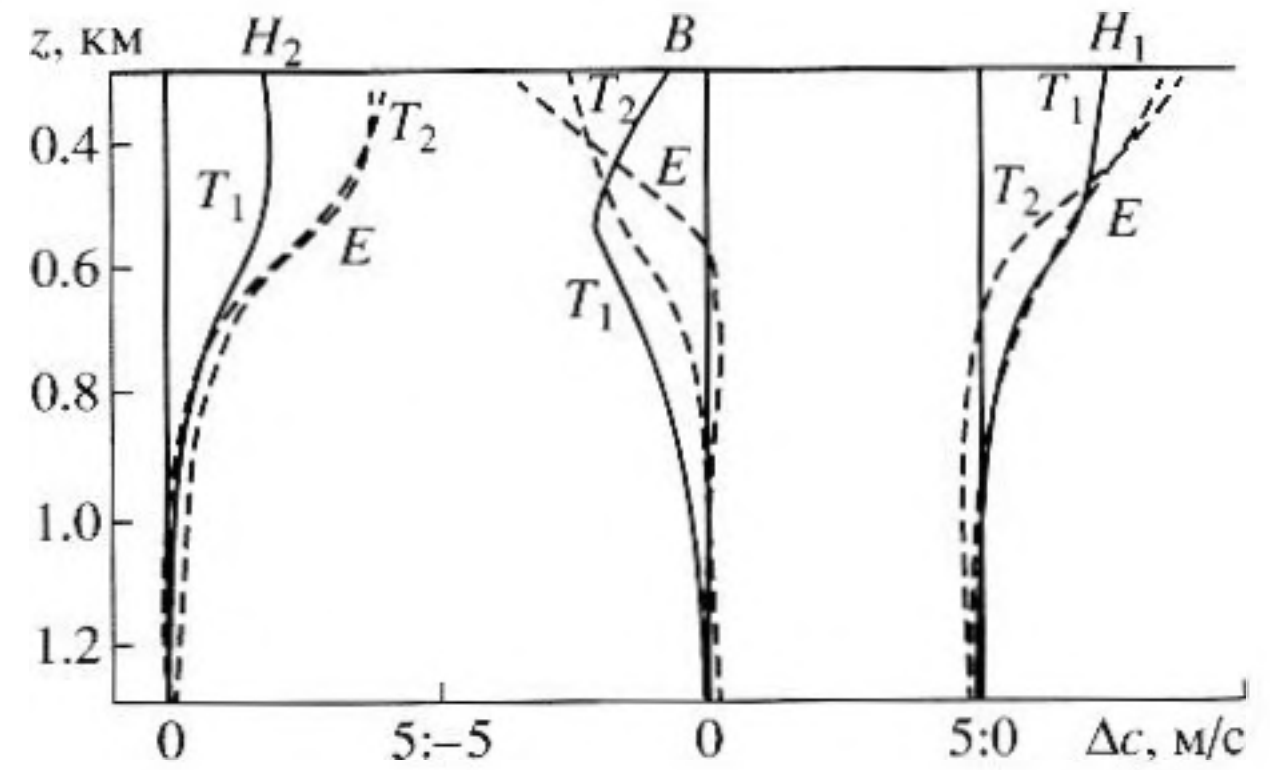


Рис. 7. Отклонение ПСЗ от усредненного в точках В, H_1 , H_2 (трасса А'С, $R = 105.5$ км). Минимум функции (7) из стартовых точек q_{st1} (T_1) – сплошная линия и q_{st2} (T_2) – длинный штрих, эксперимент (E) – короткий.

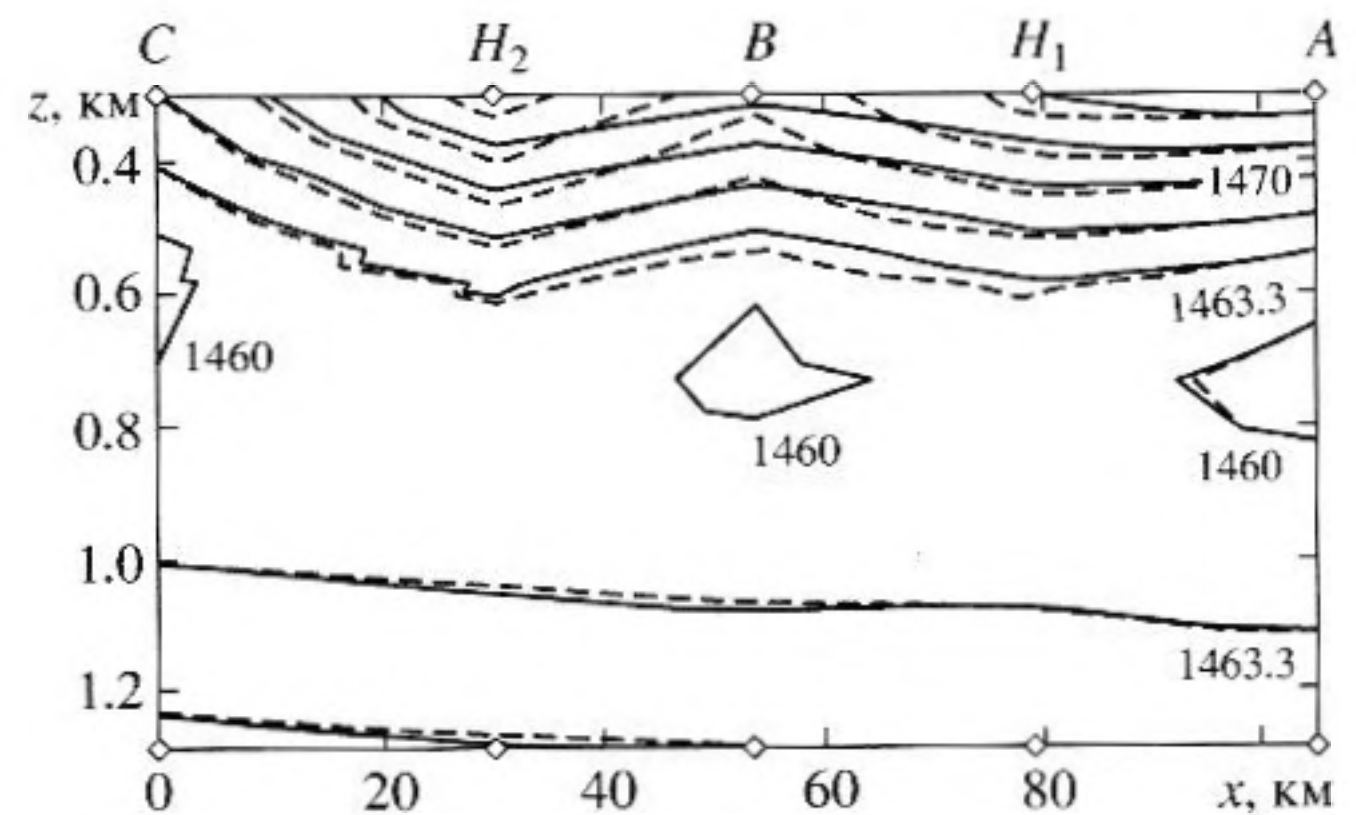


Рис. 8. Изолинии поля скорости звука на трассе А'С: восстановленные – сплошные линии, измеренные – штриховые.

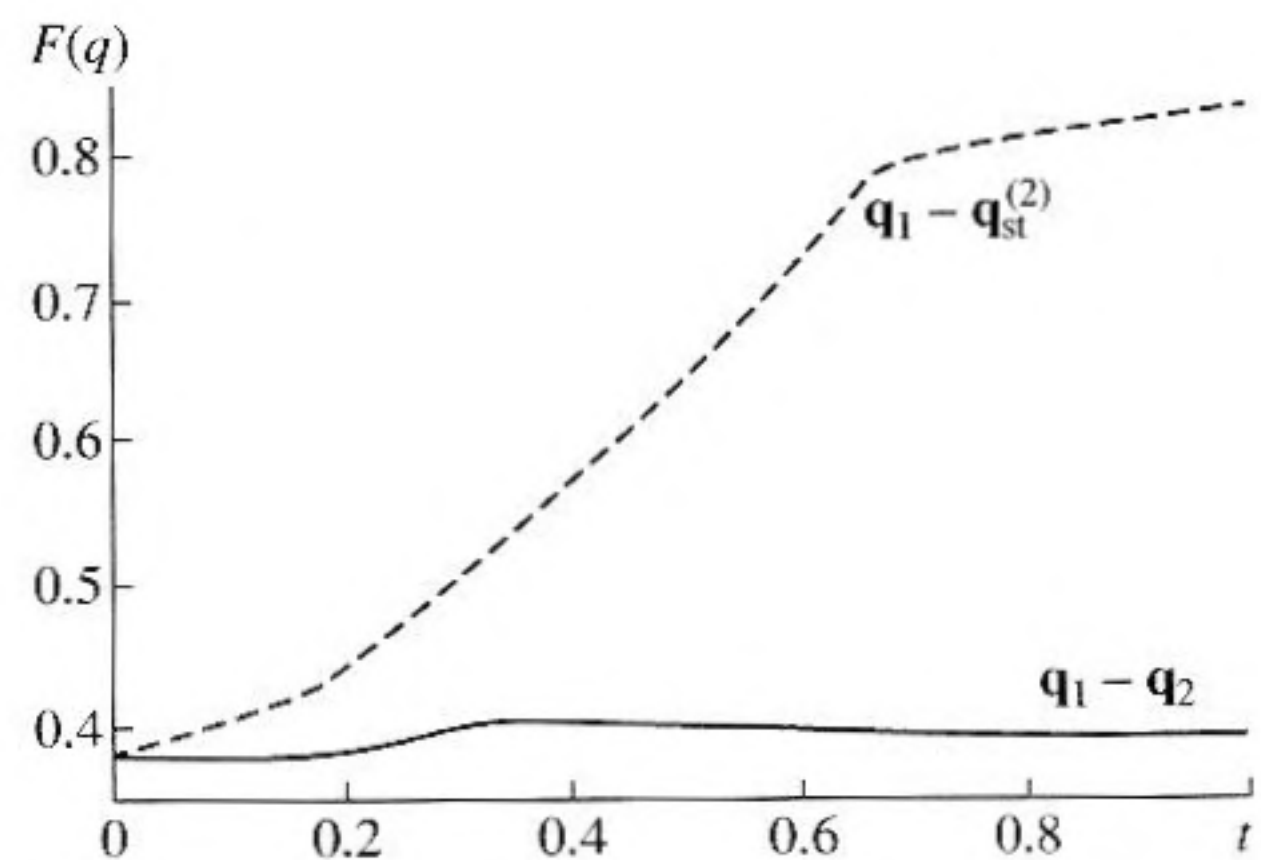


Рис. 9. Вариации функции $F(\mathbf{q})$ вдоль прямых в шестимерном \mathbf{q} -пространстве: L_1 : $\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2$ (сплошная линия), L_2 : $\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_{st}^{(2)}$ (штриховая).

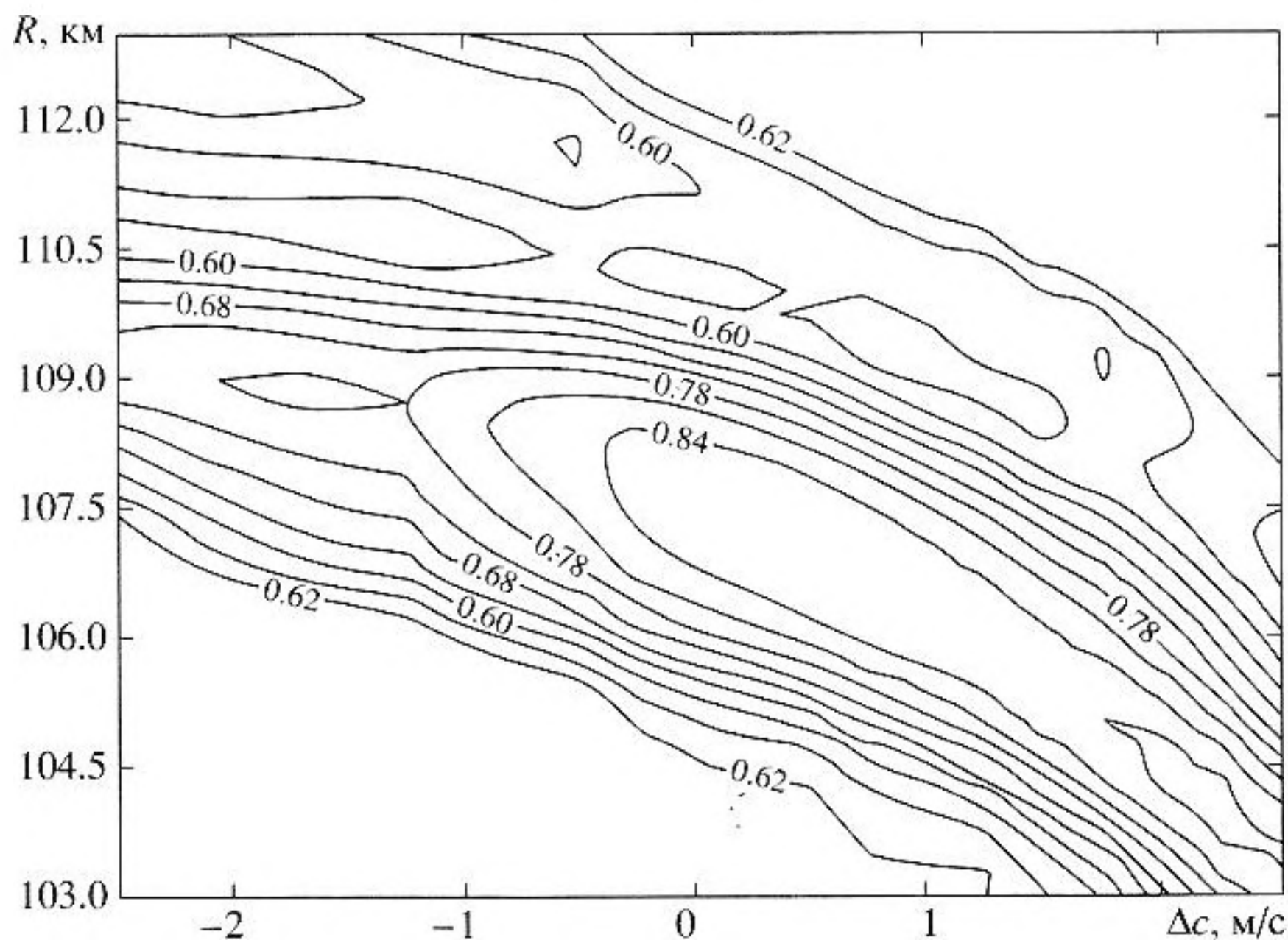


Рис. 10. Изолинии функции корреляции $K(\Delta c, R)$ измеренного звукового поля на антенне с расчетным в зависимости от дистанции и вариации ПСЗ.

звука. На рис. 11 штриховой линией показана зависимость

$$K_*(x_s) = \max_{z_s} |K_a(x_s, z_s)|,$$

рассчитанная для измеренного поля скорости звука. Максимум функции $K_*(x_s)$ соответствует расстоянию до источника $x_s = 109$ км, а не 105.5 км, как это было в эксперименте, возможно, это вызвано тем, что поле скорости звука фактически измерялось на трассе АС и могло быть отличным от других на трассе акустического эксперимента

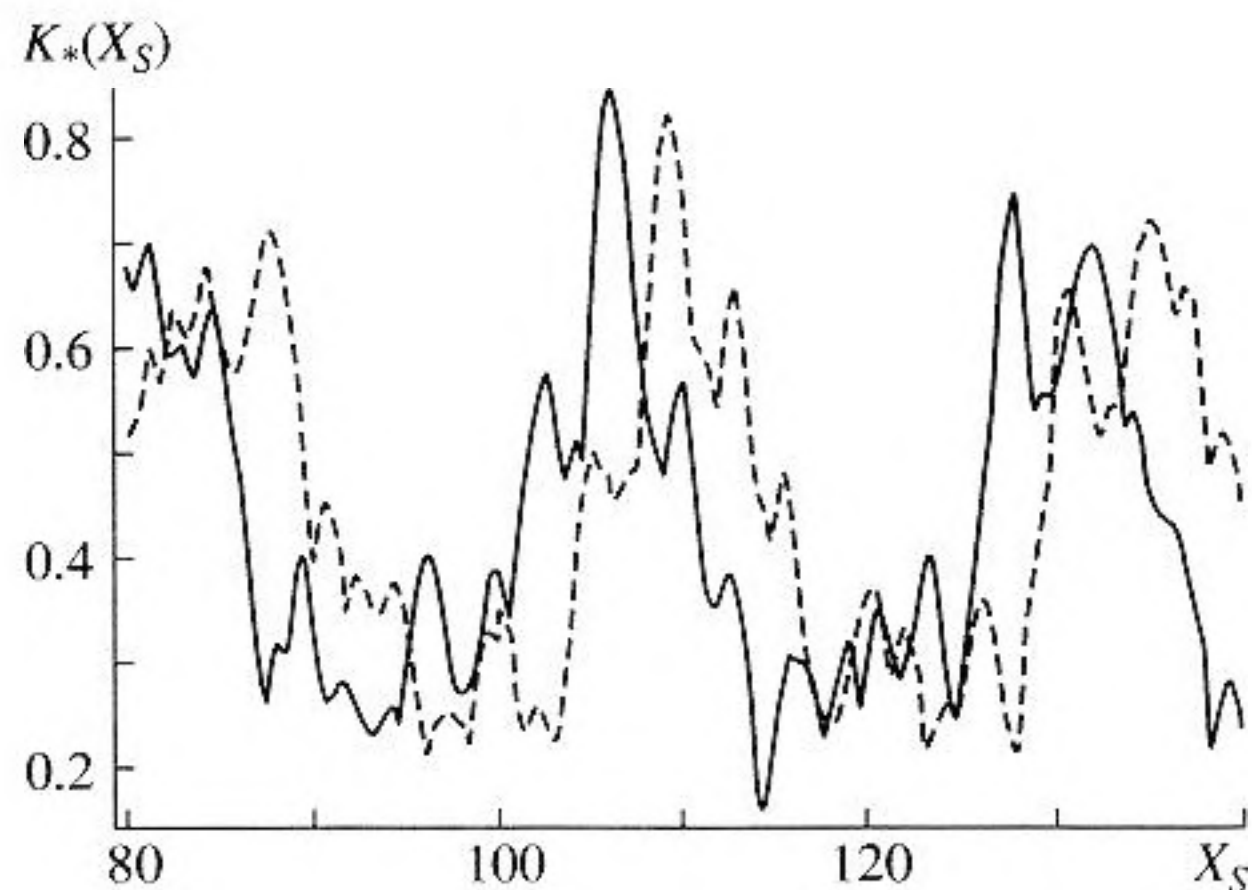


Рис. 11. Корреляция измеренного звукового поля на антенне с расчетным в зависимости от дистанции до источника. Штриховая линия соответствует измеренному полю скорости звука, сплошная – восстановленному (T_2 – ПСЗ на рис. 7).

А’С. Аналогичная зависимость, рассчитанная для томографически восстановленного поля скорости звука (штриховые линии T_2 на рис. 7) также показана на рис. 10 сплошной линией с максимальным значением, соответствующим дистанции до источника $x_s = 106$ км, всего лишь на 0.5 км отличающейся от реальной в эксперименте. Кроме того, как это должно быть, зависимость $K_*(x_s)$ становится более симметричной относительно вертикальной линии максимума $x = (x_s)_{\max} = 106$ км.

Эти зависимости, по нашему мнению, подтверждают эффективность как предлагаемой схемы томографии, так и процедуры измерения модового состава звукового поля. Отметим, что оптимальные глубины источника для обеих зависимостей на рис. 11 составляла 530 м (а не 550 в эксперименте).

Соответствие между измеренными экспериментально и томографически восстановленными профилями скорости звука показывает, что акустическая томография океана, базирующаяся на методе согласования полей или амплитуд звуковых мод, может быть использована на практике. Достаточная точность измерения фаз акустических сигналов может быть достигнута даже в случае спускаемой с дрейфующего судна вертикальной антенны. Можно сопоставить некоторые черты томографической схемы, предложенной в [7], и томографию по методу согласования полей (МСП), описанную выше. Основное преимущество томографии при помощи согласования полей перед схемой [7] заключается в отсутствии процедуры точного измерения времени распро-

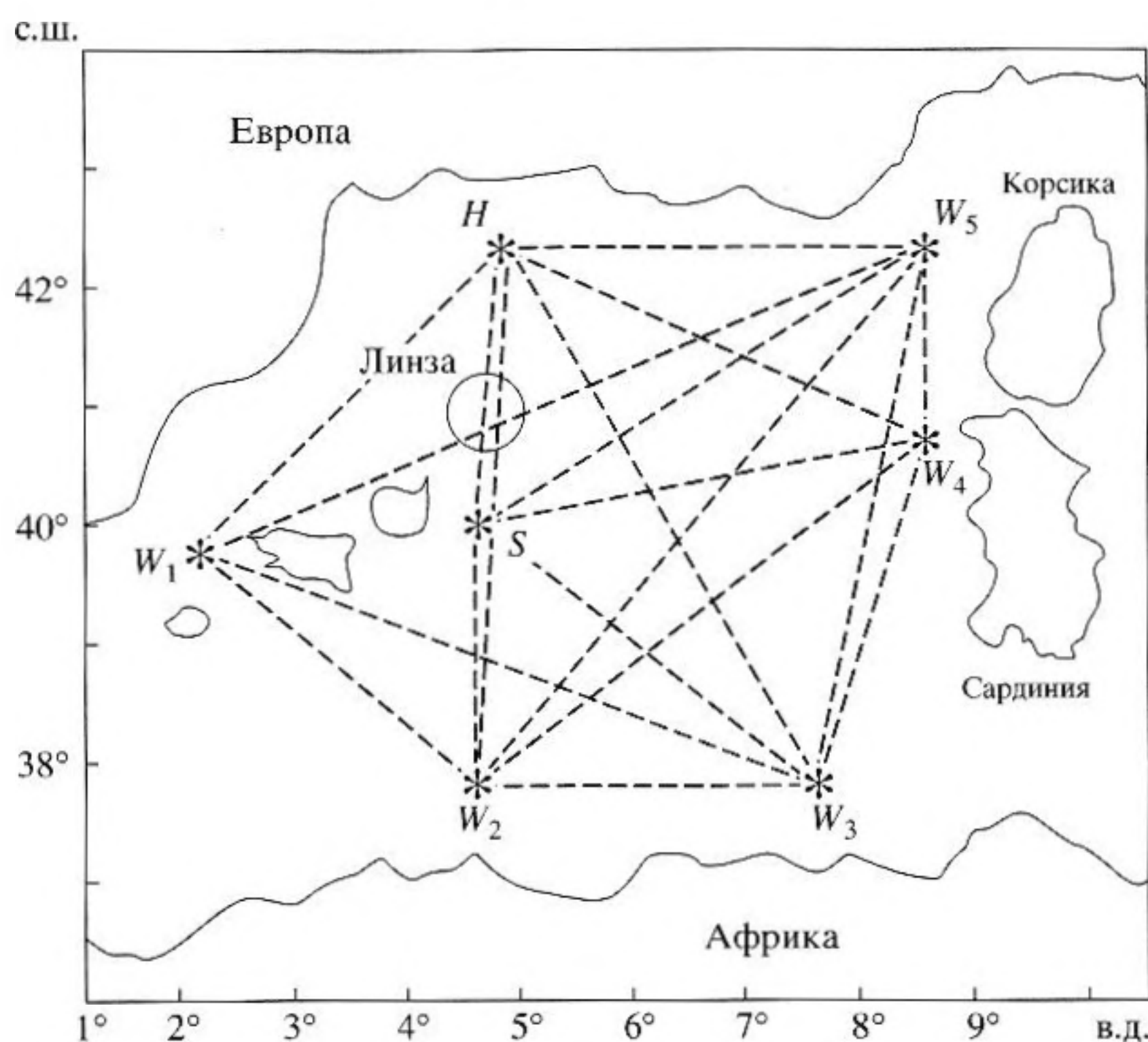


Рис. 12. Схема эксперимента THETIS-II. H, W₁–W₅ S – трансиверы.

странения сигналов вдоль отдельных лучей, их временного разрешения и идентификации. Как следствие возникает возможность использовать в эксперименте более простые тональные сигналы. Кроме того, отпадает необходимость в точном контроле времени. Случай, когда в возмущенной среде лучевая картина топологически перестраивается, принципиально не отличается от случая, когда число лучей, соединяющих источник и приемник, не меняется. К недостаткам томографии по МСП следует отнести, прежде всего, необходимость в использовании вертикальной антенны вместо точечного приемника.

THETIS-II – томографический эксперимент в Средиземном море. В 1994 г. в западной части Средиземного моря исследовательскими группами из Германии (IfM, Kiel), Франции (IFREMER, Brest), США (WHOI, Woods Hole) и Греции (IACM/FORTH, Heraklion, Crete) проводился международный эксперимент THETIS-II, направленный на исследование возможностей акустической томографии океана (АТО) при изучении долгосрочных изменений вод западного Средиземноморья. Измерения велись по традиционной схеме с использованием 7 заякоренных трансиверов, излучавших зондирующие сигналы, построенные на основе 511-битной M-последовательности. Излученные трансиверами сигналы также использовались в проведенном нашей группой эксперименте по динамической томографии Алжиро-

Прованского бассейна, получившем название MOST (Moving Ship Tomography) [8, 9]. Измерения проводились в июне-июле 94 г. с борта НИС “Академик Сергей Вавилов”. Общий вид эксперимента показан на рис. 12.

Акустические измерения с борта НИС велись в различных точках полигона с помощью зонда “Триада”, объединяющего одиночный гидрофон, датчики глубины и скорости звука. Дополнительно в каждой точке измерений выполнялось STD-зондирование с целью создания независимой базы океанографических данных для проверки результатов томографической инверсии данных акустики. Разработанный нами программно-аппаратный комплекс обеспечивал цифровую регистрацию томографических сигналов, принимаемых зондом, привязку к точному времени с точностью не хуже 1 мс, регистрацию со спутниковых навигационных систем судна, и акустической системы позиционирования зонда, аналогичной той, что использовалась в эксперименте в Норвежском море. Комплекс работал согласно расписанию, которое рассчитывалось, исходя из режима работы трансиверов и текущих координат судна. Глубина погружения зонда “Триада” выбиралась из условия максимизации числа разрешаемых приходов сигнала от трансиверов и в большинстве случаев лежала в интервале 270–320 м. Совместная работа всех измерительных систем позволяла определять координаты точки

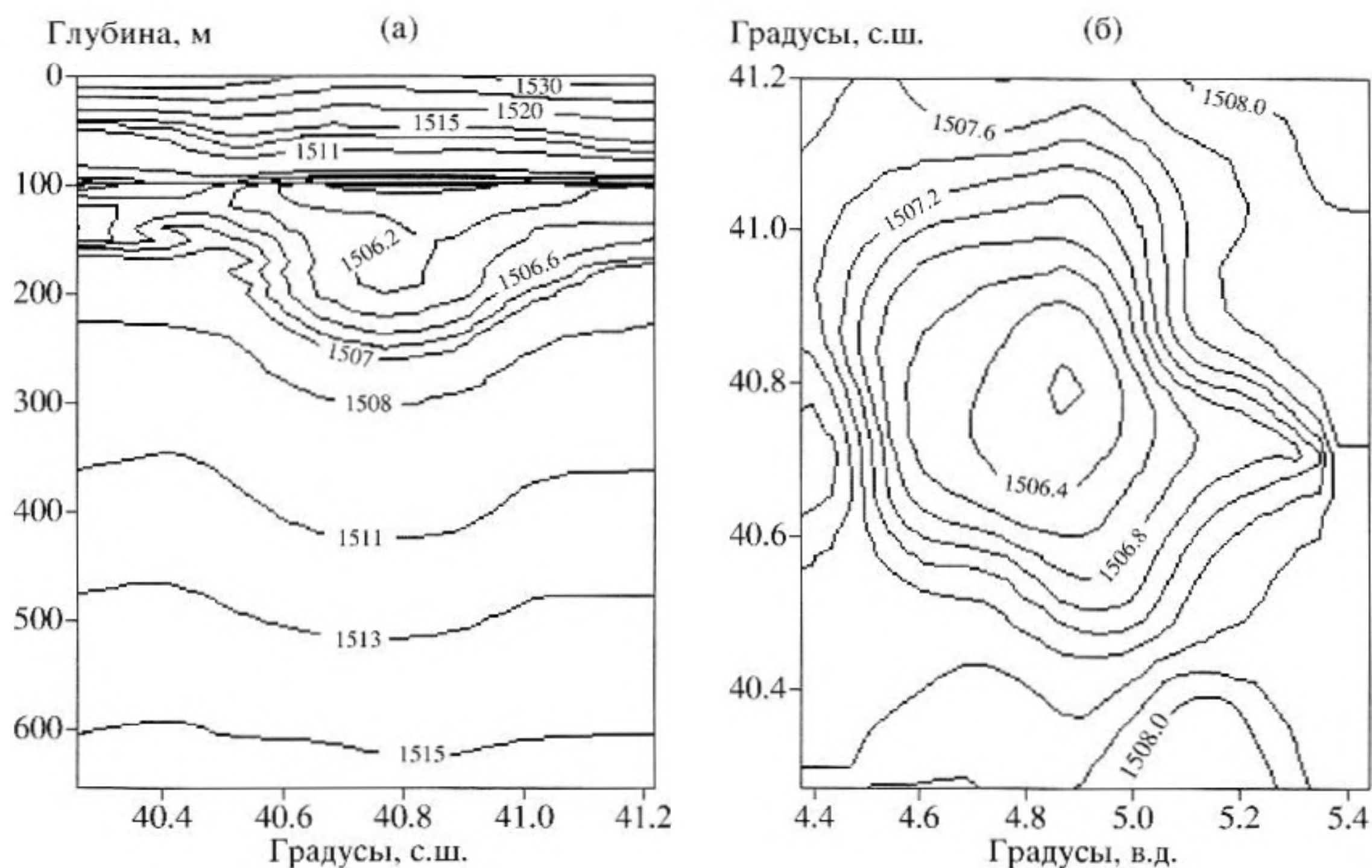


Рис. 13. Изолинии скорости звука в линзе в проходящих через ядро линзы вертикальной (а) и горизонтальной (б) плоскостях.

приема с точностью до 30 м и ее глубину с точностью до 3 м. При обработке акустических данных вычислялась свертка принятого сигнала с репликой излученной M -последовательности, что позволило получить временную структуру приходов сигнала. Устранение доплеровского искажения временного масштаба позволило производить когерентное накопление в пределах всей длительности приема.

В ходе эксперимента MOST в районе, отмеченном на рис. 12, была обнаружена внутритермоклинная вихревая структура (“линза”), содержащая воды пониженной солености и температуры. В районе этой неоднородности с борта НИС была проведена детальная гидрологическая съемка (51 CTD зондирование), а также серия из 14 приемов акустических сигналов от 7 трансиверов.

Последующая обработка данных включала в себя как томографическую инверсию среды на отдельных трассах с использованием метода согласованных временных откликов (matched-field processing in time domain) [10], так и масштабную обработку сигналов с целью восстановления трехмерной структуры линзы [11, 12, 13]. На первом этапе работ с прямыми гидрологическими измерениями мы определили характер неоднородности и оценили ее основные параметры. Применение методов объективного анализа объединенного массива данных наших CTD измерений (температура и соленость до глубины 750–800 м) данных 14-ти ХВТ-зондирований этого района,

позволило получить любые вертикальные и горизонтальные разрезы основных гидрофизических параметров вод на акватории исследуемого полигона и выполнить их изопикнический анализ. Глубинная структура вихря хорошо видна на вертикальных разрезах поля скорости звука, проходящих через его центр, рис. 13а. Изолинии скорости звука образуют замкнутые линии, по форме близкие к двояковыпуклой линзе. В верхней части линзы изотермы, изохалины и изопикны приподняты, а начиная с глубин 200–240 дбар эти изолинии выгнуты вниз – в противоположную сторону, что типично для антициклонических линз [17].

Конфигурация изотерм и изохалин на серии горизонтальных разрезов для промежуточных глубин напоминает эллипс, большая ось которого (84 км) вытянута в направлении от северо-запада на юго-восток, а малая ось (46 км) – в перпендикулярном направлении (эксцентриситет – 0.84). В качестве примера на рис. 2б показаны изолинии скорости звука в горизонтальной плоскости на глубине 200 м. Наличие линзы исказило поле скорости звука, что выразилось в изменении картины лучевых приходов акустического сигнала в точках его приема. В основном это изменение проявлялось в том, что сигналы, распространявшиеся вблизи оси звукового канала, дольше задерживались в холодной массе воды, сформировавшей линзу, чем в случае крутых лучей, пересекавших ее под большими углами, поэтому и

влияние линзы на пологие лучи оказалось значительнее. Эффект проявился в общем затягивании принимаемого сигнала, увеличении его длительности по сравнению с тем, что наблюдалось бы в фоновой среде. Такой характер влияния неоднородности на общую картину приходов сигнала (наличие "опорных", слабо подверженных влиянию неоднородности лучей) оказался очень важен и позволил нам применить схему разностной или дифференциальной томографии [8, 14, 15]. В рамках этой схемы точное определение абсолютных времен распространения сигналов несущественно, что являлось принципиальным для наших данных, так как абсолютные времена в рамках метода динамической томографии не всегда могли быть измерены с требуемой точностью. Это свойство и было положено в основу реконструкции поля скорости звука (СЗ) в линзе по схеме линейной лучевой томографии Манка [7]. Для упрощения возникающей системы уравнений мы воспользовались идеей сведения трехмерной многопараметрической схемы к последовательному решению более простых плоских томографических задач с существенно меньшим количеством неизвестных [15, 16]. В нашем подходе мы пренебрегли как горизонтальной рефракцией лучей, что также должно привести к увеличению длительности принимаемого сигнала, так и самим возмущением траекторий лучей.

На рис. 14 приведена схема эксперимента в горизонтальной плоскости. Точки H , W_4 и W_5 соответствуют источникам звука, значками "○" показано 14 точек приема, соединенных с источниками штриховыми линиями (звуковые трассы). Оставшиеся 4 источника W_1, W_2, W_3 и S (см. рис. 12) не использовались при томографической реконструкции линзы в силу неустойчивого и слабого звукового сигнала от них, что объясняется их удаленностью и наличием мелководных участков вдоль соответствующих звуковых трасс. В левом нижнем углу рисунка значками "*" схематично показано местоположение внутритермоклинного вихря, обнаруженного во время эксперимента. Профили СЗ $C_{ij}(z)$, заданные в отмеченных символом "+" точках (x_{ij}, y_{ij}) ($i = 1, \dots, I; j = 1, \dots, J$), характеризовали "фоновое" поле СЗ и были взяты из климатического атласа Левитуса. "Фоновые" профили СЗ $C_n(z)$ вдоль n -ой звуковой трассы задавались в точках источника и приема, а также в точках пересечения трассы с отрезками, соединяющими соседние точки (x_{ij}, y_{ij}) , с помощью линейной интерполяции:

$$C_n(z) = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J A_{ij}^{(n)} C_{ij}(z), \quad (8)$$

где лишь 2–3 коэффициента $A_{ij}^{(n)}$ отличны от нуля.

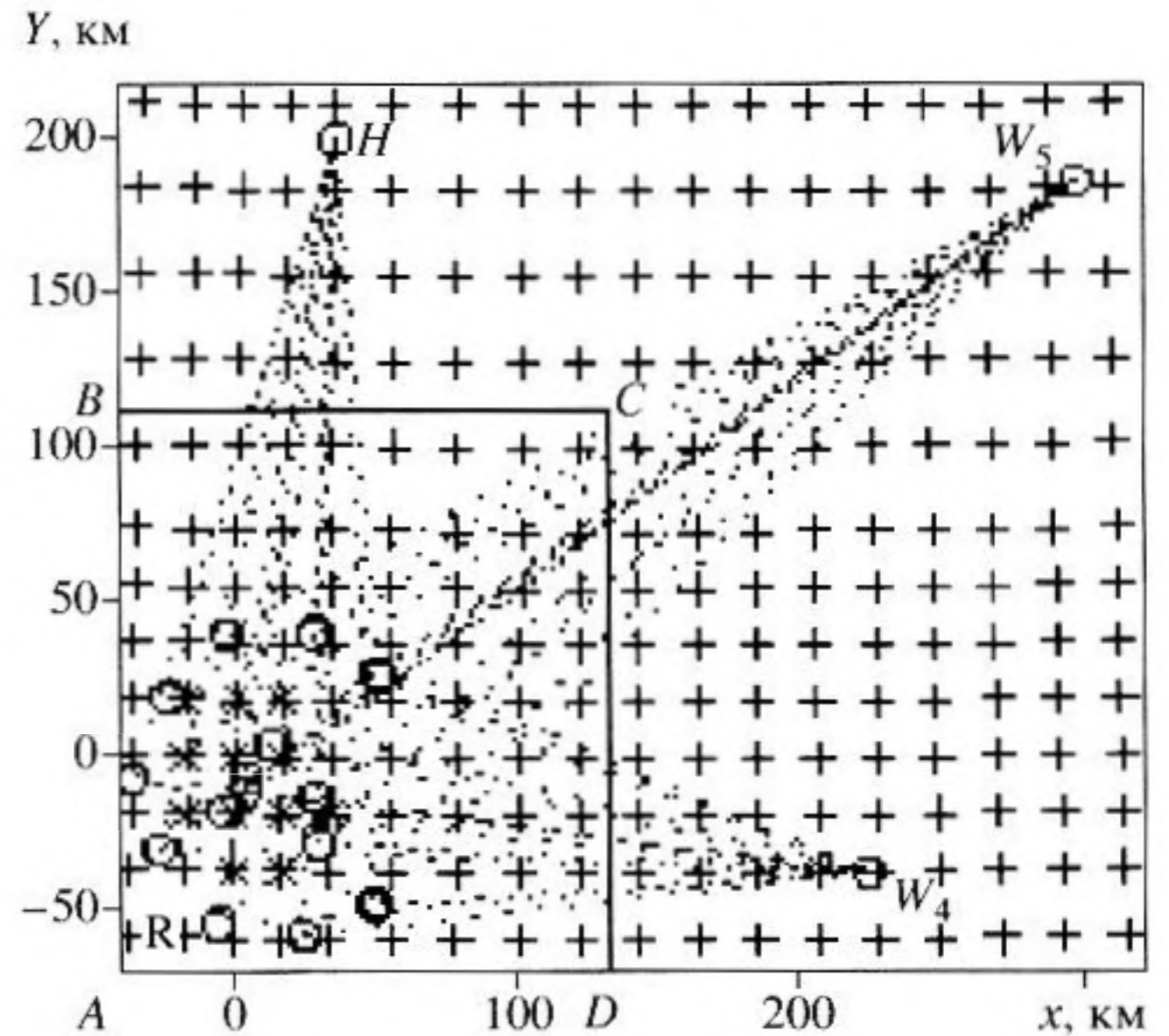


Рис. 14. Схема акустической томографии линзы в горизонтальной плоскости.

В соответствии с линейной схемой Манка в каждой из вертикальных плоскостей, содержащих какую-либо звуковую трассу, находятся параметры всех собственных лучей, соединяющих источник с приемником. Вычисляются также коэффициенты $b_{nk}^{(l)}$ линейных уравнений, связывающих вариации скорости звука $\Delta C_{nk} = \Delta C_n(z_k)$ (или согласно (8) $\Delta C_{ijk} = \Delta C_{ij}(z_k)$) с соответствующими им вариациями времени прихода сигнала по l -му лучу ΔT_l :

$$\sum_{nk} b_{nk}^{(l)} \Delta C_{nk} = \Delta T_l = T_{lE} - T_{l0}, \quad (9)$$

$$\sum_{ijk} B_{ijk}^{(l)} \Delta C_{ijk} = \Delta T_l, \quad B_{ijk}^{(l)} = \sum_n A_{ij}^{(n)} b_{nk}^{(l)},$$

где T_{lE} и T_{l0} экспериментально измеренные и рассчитанные времена распространения вдоль l -го луча. Как упоминалось выше, в нашей постановке эксперимента было затруднено определение абсолютного времени распространения сигнала с требуемой для реконструкции точностью, однако в задаче присутствовали крутые лучи, слабо взаимодействовавшие с линзой (опорные лучи). Наличие линзы практически не влияло на время распространения сигнала по этим лучам, поэтому мы воспользовались так называемой разностной схемой, в которой из всех уравнений (9), отвечающих одной звуковой трассе, вычитается одно из них.

В результате получается система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных вариаций ΔC_{ijk} . Их число весьма велико и равно произведению числа профилей $C_{ij}(z)$ на

среднее число горизонтов z_k . Если ограничить диапазон глубин деятельным слоем (до 600 м в нашем случае), то можно существенно уменьшить z_k , сократив, таким образом, общее количество уравнений. Кроме того, как видно из рис. 14, многие профили скорости звука $C_{ij}(z)$ не затрагиваются звуковыми трассами и, следовательно, не вносят вклада в уравнения (9) (соответствующие им коэффициенты $B_{ijk}^{(l)} = 0$), поэтому они также должны быть исключены. Фактически восстанавливались лишь вариации ΔC_{ijk} , заключенные в охватывающей линзу области $ABCD$ на рис. 14. Дальнейшее упрощение задачи связано с ее сведением к томографии в горизонтальной плоскости. С этой целью для каждого профиля $C_{ij}(z)$ припишем всем используемым вариациям ΔC_{ijk} некоторое эффективное значение ΔC_{ij} и просуммируем соответствующие им коэффициенты в уравнении (3): $\overline{B_{ij}^{(l)}} = \sum_k B_{ijk}^{(l)}$. В результате вместо (3) придем к системе уравнений со значительно меньшим числом неизвестных ΔC_{ij} :

$$\sum_{ij} \overline{B_{ij}^{(l)}} \Delta C_{ij} = \Delta T_l = T_{le} - T_{lo}, \quad (10)$$

решение которой одним из стандартных методов [15, 16] соответствует эффективному распределению в горизонтальной плоскости усредненных по глубине вариаций СЗ в линзе. Это эффективное распределение тем ближе к обычному усредненному по глубине распределению СЗ, чем равномернее звуковые лучи заполняют водную толщу.

Вначале эффективность акустической томографии в горизонтальной плоскости была проверена на численном эксперименте, при этом времена приходов различных лучей T_{le} рассчитывались в поле скорости звука, включающем возмущение, обусловленное линзой, что соответствовало измеренной в эксперименте гидрологической обстановке. Результаты томографической реконструкции среды по описанной выше схеме оказались весьма обнадеживающими. При использовании данных натурального эксперимента, основная проблема, как обычно в томографических задачах, была связана с идентификацией лучей – установления соответствия измеренных времен прихода сигналов с лучами, рассчитанными для опорной среды. В нашем случае проблема усугублялась возможными нелинейными (относительно опорной среды) эффектами, связанными с искажениями траекторий пологих лучей, соответствующих наиболее поздним приходам сигнала, что отмечалось для данного эксперимента в работе [10]. Частично эта проблема устранялась путем выбора дистанции до приемника и его глубины (в пределах ошибок измерений) такой, чтобы суммарная длительность рассчитанного сигнала

не сильно отличалась от измеренной. Кроме того, отметим, что в эксперименте времена прихода различных лучей оценивались по функции корреляции $P_E(t)$ между принятым сигналом и излученной псевдошумовой последовательностью, а ее параметры не позволяли разрешить все пришедшие в приемник лучи. Поэтому в соответствии с изложенной в [10] методикой мы в рамках лучевого приближения рассчитывали аналогичную корреляционную функцию $P_T(t)$, каждый “поздний” максимум которой соответствовал определенной группе близких по времени прихода лучей. Пример такой картины для какой-либо точки приема представлен на рис. 15. Правильность идентификации контролировалась также расчетом линейной поправки к времени распространения сигнала вдоль луча посредством подстановки в левую часть первого уравнения (9) измеренных связанных с линзой вариаций поля СЗ ΔC_{ij} .

На рис. 16 представлен результат томографической инверсии среды в горизонтальной плоскости, то есть эффективные распределения поля скорости звука, рассчитанные для различного числа используемых звуковых трасс (различное количество точек приема).

Эти результаты демонстрируют, что описанная выше методика довольно успешно восстанавливает местоположение линзы в горизонтальной плоскости и оценивает эффективные вариации СЗ в ней. Последовательное вовлечение в процедуру все большего и большего количества трасс показывает, что при данной геометрии эксперимента после обработки первых двух десятков трасс дальнейшее улучшение результата (степень соответствия томографически скорректированного поля СЗ непосредственно измеренному) происходит довольно медленно, т.е. имеет место эффект насыщения. Использование еще большего, чем соответствует рис. 16г, числа трасс уже практически не изменяло результат реконструкции.

Полученные эффективные распределения $\Delta C_{ij}^{\text{eff}}$, как указывалось выше, в какой-то мере соответствовали усредненным по глубине значениям $\langle \Delta C_{ij}(z) \rangle$ и были использованы в качестве весовых коэффициентов при $\Delta C_{nk} = \Delta C_n(z_k)$ на втором этапе восстановления поля СЗ в каждой из вертикальных плоскостей, содержащей звуковую трассу. Сначала, в соответствии с предложенной в [15, 16] малопараметрической схемой томографии, на каждой из трасс восстанавливался эффективный или “средний” по дистанции профиль вариаций СЗ $\Delta C_{\text{eff}}(z)$. С этой целью для каждого профиля $C_{ij}(z)$ припишем всем используемым в уравнениях (3) вариациям ΔC_{nk} некоторое эффективное значение ΔC_k и просуммируем по n соответствующие

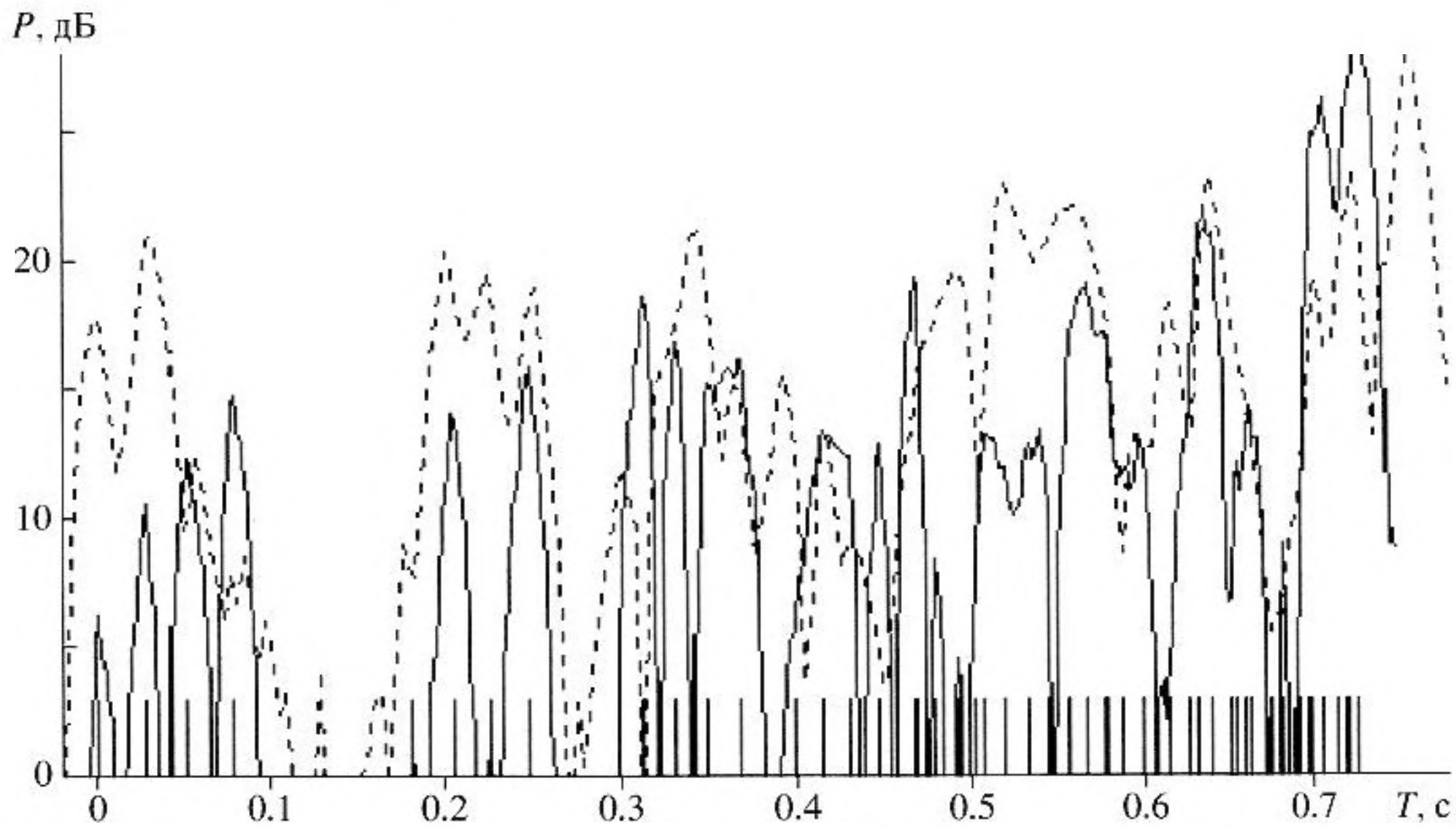


Рис. 15. Рассчитанная $P_T(t)$ (сплошная линия) и экспериментальная $P_E(t)$ (штриховая линия) зависимости откликов излученного сигнала в приемнике от времени. Вертикальные линии соответствуют временам прихода сигнала по рассчитанным лучам.

им коэффициенты в 1-ом уравнении (9). В результате приходим к системе уравнений для ΔC_k :

$$\sum_k B_k^l \Delta C_k = \Delta T_l = T_{le} - T_{lo}, \quad B_k^l = \sum_n B_{nk}^l, \quad (11)$$

решение которой и дает искомый эффективный профиль вариаций СЗ в линзе $\Delta C_{\text{eff}}^{(m)}(z)$ (m – номер трассы). Эти вариации будут близки к усредненному по трассе профилю, если собственные лучи покрывают линзу достаточно плотно и равномерно. В качестве примера рассмотрим результат инверсии уравнения (11) для звуковой трассы $H-R$ (рис. 14), проходящей через центр линзы, этот результат представлен на рис. 17а сплошной линией.

Для сравнения на этом же рисунке штриховой линией показан профиль вариаций СЗ в линзе, полученный усреднением по дистанции измеренного поля СЗ. Соответствие этих зависимостей является достаточно хорошим. Некоторое заглубление (по сравнению с измеренным) положения минимума СЗ (ядра линзы) связано с тем, что среди собственных лучей звуковой трассы не было лучей, имеющих точки “заворота” в области этого минимума (заметим, что приведенный минимум относится к вариациям СЗ и может не совпадать с абсолютным минимумом СЗ), а именно, такие лучи обеспечивают требуемую точность реконструкции на этих глубинах.

Для того чтобы оценить изменения вариаций профиля СЗ вдоль m -ой трассы $\Delta C_{\text{neff}}^{(m)}(z)$, предположим, что распределение СЗ по глубине вдоль этой трассы отличается от известного усреднен-

ного $\Delta C_{\text{eff}}^{(m)}(z)$ лишь зависящим от дистанции коэффициентом $Q_n^{(m)}$:

$$\Delta C_{\text{neff}}^{(m)}(z) = Q_n^{(m)} \Delta C_{\text{eff}}^{(m)}(z). \quad (12)$$

С другой стороны, усредняя выражение (8) по глубине, имеем:

$$\begin{aligned} \langle \Delta C_n^{(m)}(z) \rangle_z &= \sum_{ij} A_{ij}^{(nm)} \Delta C_{ij\text{eff}}^{(m)} \approx \\ &\approx \langle \Delta C_{\text{neff}}^{(m)}(z) \rangle_z = Q_n^{(m)} \langle \Delta C_{\text{eff}}^{(m)}(z) \rangle_z, \end{aligned} \quad (13)$$

откуда легко находятся коэффициенты $Q_n^{(m)}$. Некоторые эффективные профили СЗ для трассы $H-R$:

$$C_{\text{neff}}^{(m)}(z) = C_{n0}^{(m)}(z) + Q_n^{(m)} \Delta C_{\text{eff}}^{(m)}(z), \quad (14)$$

где $C_{n0}^{(m)}(z)$ – опорные (фоновые) профили СЗ, представлены на рис. 17б сплошными линиями. Для сравнения измеренные профили СЗ показаны штриховыми линиями.

Произведя томографическую реконструкцию среды для M трасс, мы получили оценку P профилей СЗ $\Delta C_{\text{neff}}^{(m)}(z)$, $P = \sum_{m=1}^M N_m$, где N_m – число профилей на m -ой трассе. Этот набор описывает, вообще говоря, трехмерную структуру линзы. Однако, в силу того, что трассы пересекаются друг с другом, эта трехмерная оценка будет неоднозначной. Получить однозначную оценку поля СЗ во всем трехмерном пространстве можно, на-

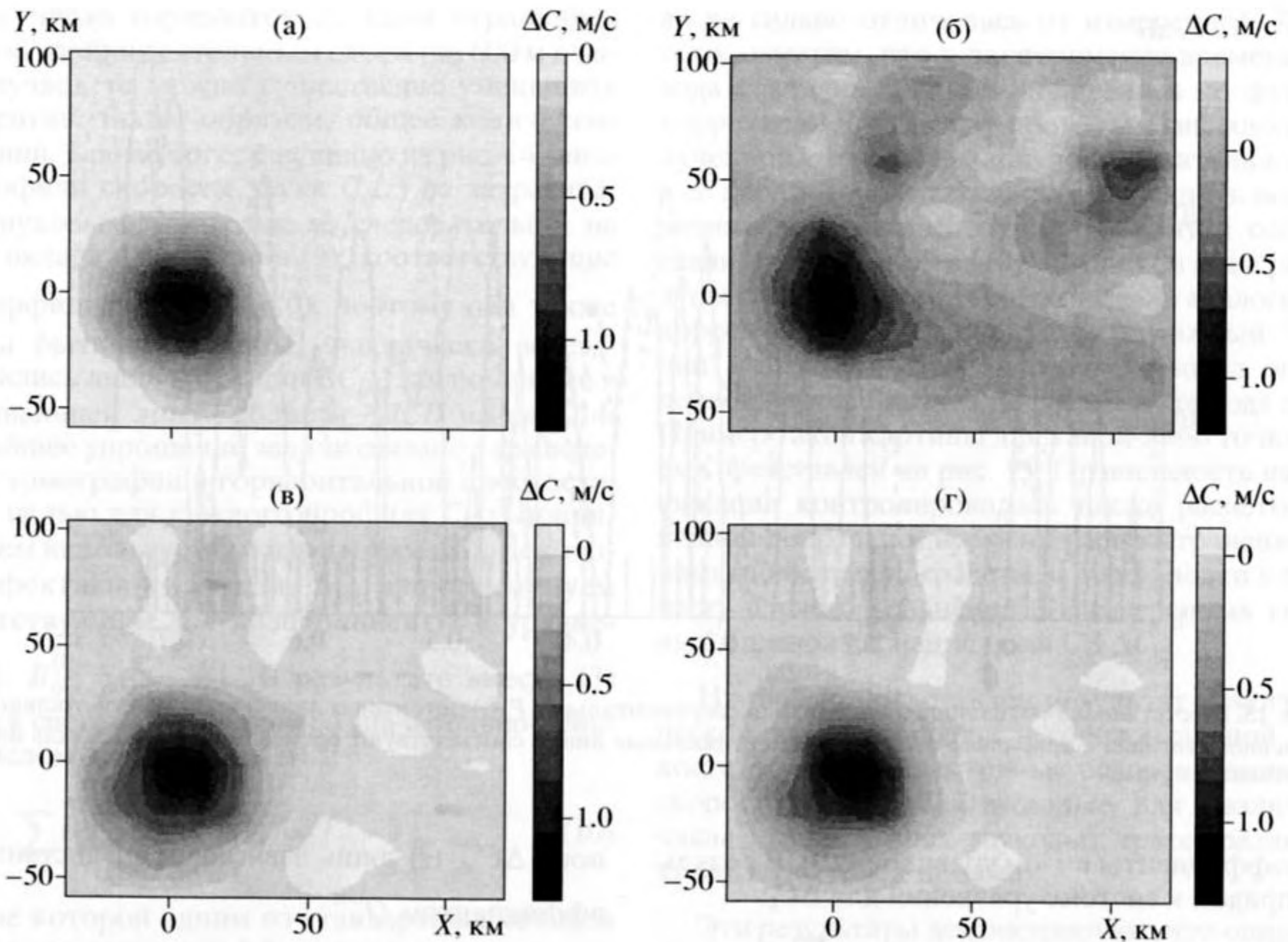


Рис. 16. Результат реконструкции линзы в горизонтальной плоскости. (а) усредненное по глубине измеренное поле СЗ; (б–г) восстановленное поле СЗ с использованием соответственно 3 (9), 5 (15) и 9 (27) приемников (звуковых трасс).

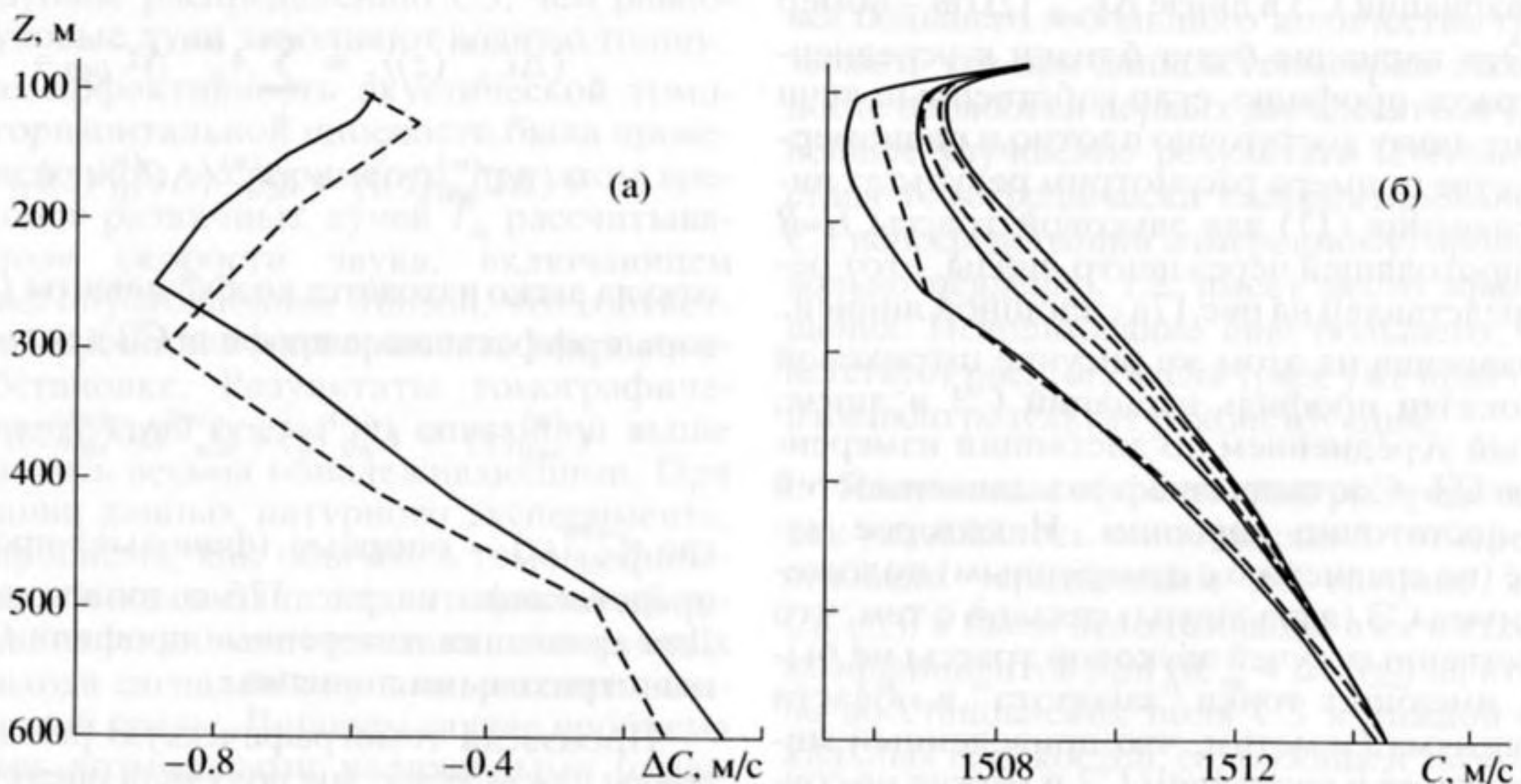


Рис. 17. Эффективные профили СЗ в линзе: а) вариации; б) СЗ.

пример, если найти решение системы уравнений (1), считая профили СЗ $C_{ij}(z)$ неизвестными (их число S равно количеству опорных точек в томо-

графической схеме). В силу независимости коэффициентов A_{ij}^{mn} уравнений (8) от глубины z , последняя выступает как параметр. Запишем систе-

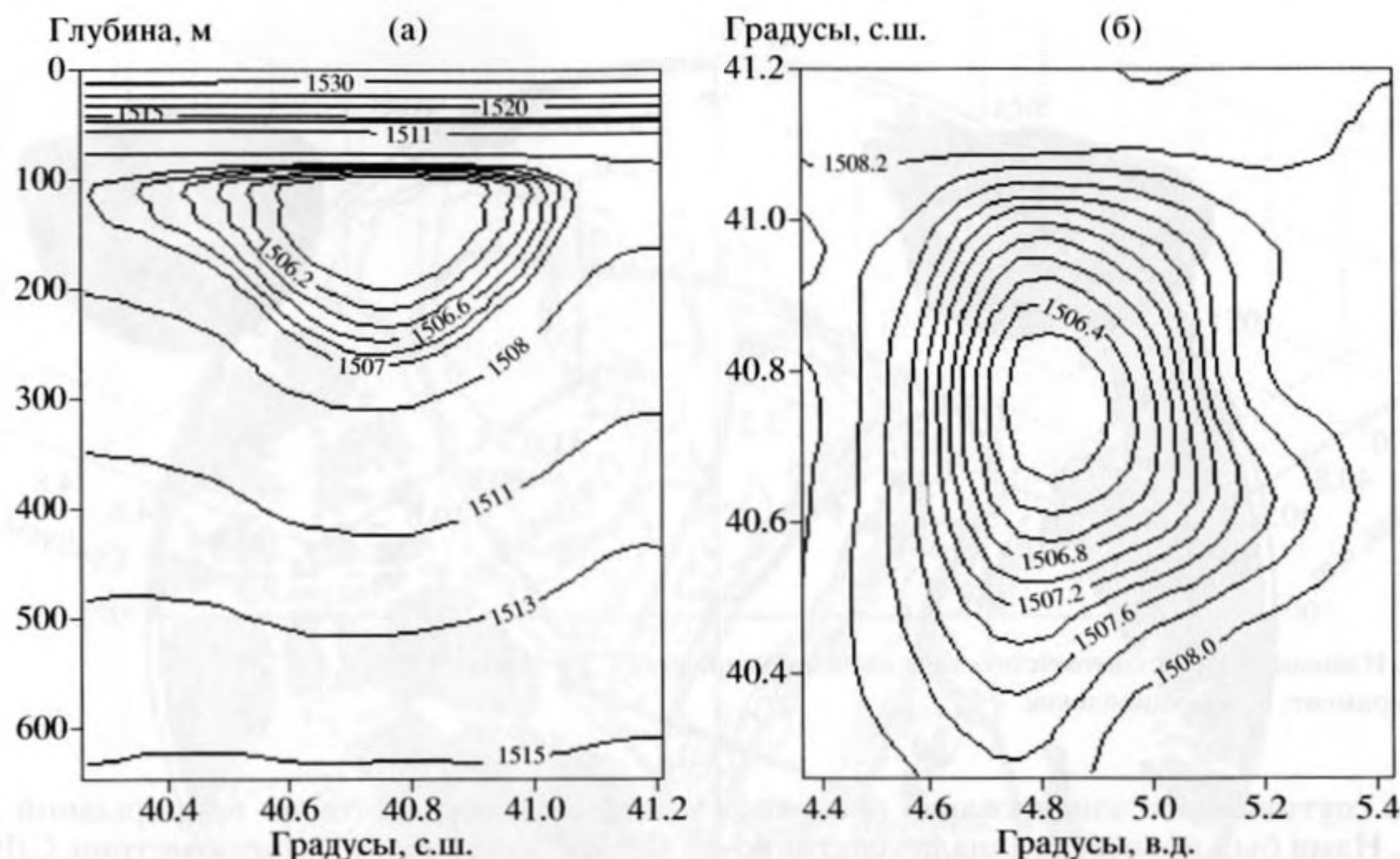


Рис. 18. Изолинии восстановленного поля скорости звука в линзе в проходящих через ядро линзы вертикальной (а) и горизонтальной (б) плоскостях.

му (8) в матричной форме $H \cdot c = v$, где $c = \{c_s\} = \{\Delta C_{ij}(z)\}$, $s = 1, 2, \dots, S$ и $v = \{v_p\} = \{Q_n^{(m)} \Delta C_{eff}^{(m)}(z)\}$, $p = 1, 2, \dots, P$, – векторы, а $H = \{h_{ps}\} = \{A_{ij}^{mn}\}$ – матрица размерности $P \times S$. Так как в этой системе, как правило, число уравнений и неизвестных не совпадает ($P \neq S$), воспользуемся, например, методом наименьших квадратов, который отвечает минимуму функции: $F(c) = \sum_p (\sum_s h_{ps} c_s - v_p)^2$ и приводит к следующей системе уравнений: $H^* H \cdot c = H^* v$, где $H^* = \{h_{sp}\}$ – транспонированная матрица размерности $S \times P$. Для получения устойчивого решения этой системы можно воспользоваться методом регуляризации [15, 16], добавив к $H^* H$ матрицу $w_0 E$, где E – единичная матрица, что соответствует добавлению к функции F регуляризатора $F_r = w_0 \sum_s c_s^2$. При этом значение параметра регуляризации w_0 выбирается как минимальное, при котором решение остается устойчивым. Результат применения этой процедуры представлен на рис. 8, который аналогичен рис. 13. Сравнение этих рисунков показывает, что полученную нами оценку поля скорости звука в линзе можно считать удовлетворительной.

На рис. 19а приведена трехмерная структура обнаруженной нами линзы, построенная по данным прямых измерений. Для построения этой изоповерхности мы воспользовались трехмерным массивом данных СЗ с устраненным фоновым полем. Трехмерная поверхность строилась

по уровню -0.75 м/с возмущений поля СЗ, которые были обусловлены наличием линзы. Для сравнения на рис. 19б приведена аналогичная изоповерхность, построенная по данным томографической инверсии акустических данных (восстановление).

Из рисунка видно, что восстановленная линза имеет более гладкую структуру и слегка заглублена по сравнению с данными прямых измерений. Эти эффекты, по-видимому, связаны с неравномерностью покрытия звуковыми лучами области расположения линзы, а также с недостаточным разрешением по глубине использованной нами схемы. Для лучшего пространственного разрешения, видимо, следовало подбирать глубину расположения излучателя и глубину точек приема более оптимальным образом. Тем не менее, на наш взгляд реконструкция удалась, и описанную методологию можно рекомендовать для использования в будущих исследованиях.

Следует отметить, что успешное применение методов акустической томографии требует наличия определенной априорной информации, прежде всего, некоторых сведений о возможном местоположении линзы. Именно эта информация позволила нам во время проведения эксперимента выбрать координаты точек приема таким образом, чтобы среди акустических трасс были как проходящие через линзу, так и лежащие вне нее. Источником такой информации могут служить данные о температуре поверхности океана (ТПО) и аномалий уровня (альтиметрия), полученные с

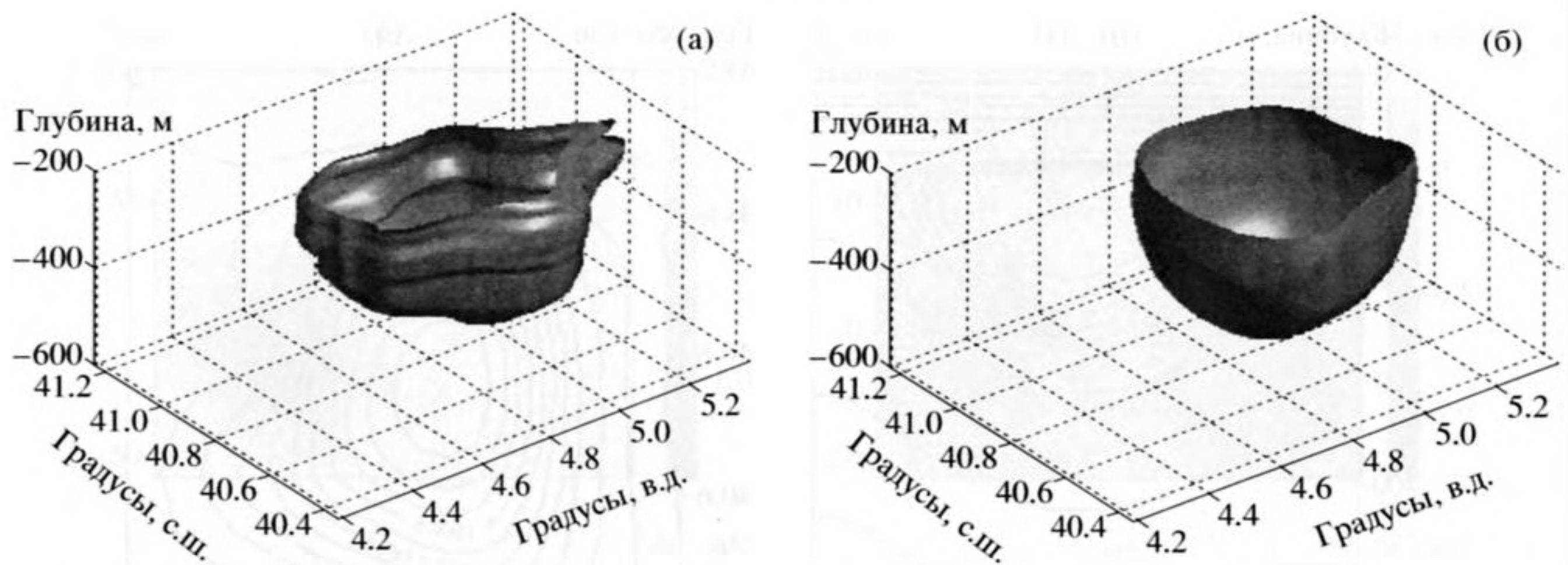


Рис. 19. Изоповерхности, соответствующие значению вариации C_3 в линзе -0.75 м/с.
а) эксперимент; б) восстановление.

помощью спутникового зондирования поверхности моря. Нами был произведен анализ спутниковых данных исследуемой акватории за период времени, превышающий период эксперимента. Этот анализ, в первую очередь спутниковых данных альтиметрии, показывает, что изучаемый вихрь существовал продолжительное время, как минимум около 9 месяцев (с февраля по октябрь). Аналогичные результаты анализа спутниковых данных получены также в работе [18], где отмечается, что в период с февраля по октябрь 1994 г. в указанном районе действительно присутствовала депрессия уровня, а также выявлялись следы наличия аномалии по температуре поверхности, вероятно, связанные с наличием вихревой структуры.

Акустическая термометрия Арктического бассейна (эксперимент ACOUS). Осуществимость акустической термометрии СЛО была доказана в эксперименте по трансарктическому акустическому распространению (эксперимент ТАР) в 1994 г. По результатам этого эксперимента впервые обнаружено интегральное потепление промежуточного слоя Атлантических вод (ПСАВ) в масштабах всего бассейна [20]. Численное моделирование распространения звука в СЛО показало, что время распространения второй и третьей волноводных мод в широкополосных акустических сигналах с центральной частотой 20 Гц является достаточно точной мерой температуры и теплосодержания ПСАВ, усредненных по всей длине акустической трассы [21]. Успех эксперимента ТАР и весьма оптимистические, относительно возможностей акустической термометрии СЛО, результаты численного моделирования дали толчок к выполнению совместной российско-американской программы ACOUS (Arctic Climate Observation using Underwater Sound), которая нача-

лась с эксперимента по непрерывной круглогодичной акустической термометрии СЛО на первой стационарной трассе [22, 23].

Эта трасса была образована в октябре 1998 г. с помощью автономного акустического излучателя, установленного вблизи северного окончания пролива Франц-Виктория приблизительно в 200 км к северо-западу от Земли Франца-Иосифа, и вертикальной приемной антенной, установленной в море Линкольна на расстоянии 1250 км от излучателя (рис. 20).

Как излучатель, так и приемная антенна располагались на континентальном шельфе у самого края континентального склона. Излучатель, имеющий положительную плавучесть около 2.5 т, был помещен на глубину 60 м с помощью троса и якоря, удерживающих буйковую систему на дне глубиной 440 м. Излучаемый сигнал состоял из 10 периодов 255-битной M -последовательности, модулирующей по фазе на 120° несущую частоту 20.5 Гц. Каждый бит сигнала состоял из 10 периодов несущей частоты. Длительность всего сигнала составляла 20.7 мин, а его уровень равнялся приблизительно 195 дБ относительно 1 μ Па на 1 м, что соответствует 250 Вт акустической мощности. Сеансы излучения проводились один раз в 4 суток и начинались в 00:00 по Гринвичу. Изначально время излучения было точно выставлено по временным сигналам GPS и в ходе эксперимента автоматически контролировалось рубидиевыми часами. Сигналы от излучателя принимались на вертикальную акустическую антенну и записывались в память контроллера приемной системы. Антенна состояла из 8 гидрофонов, разнесенных на расстояние 70 м друг от друга. Нижний гидрофон располагался на расстоянии 12 м от дна. Таким образом, антенна перекрывала почти весь водный слой толщиной 545 м в месте ее установ-

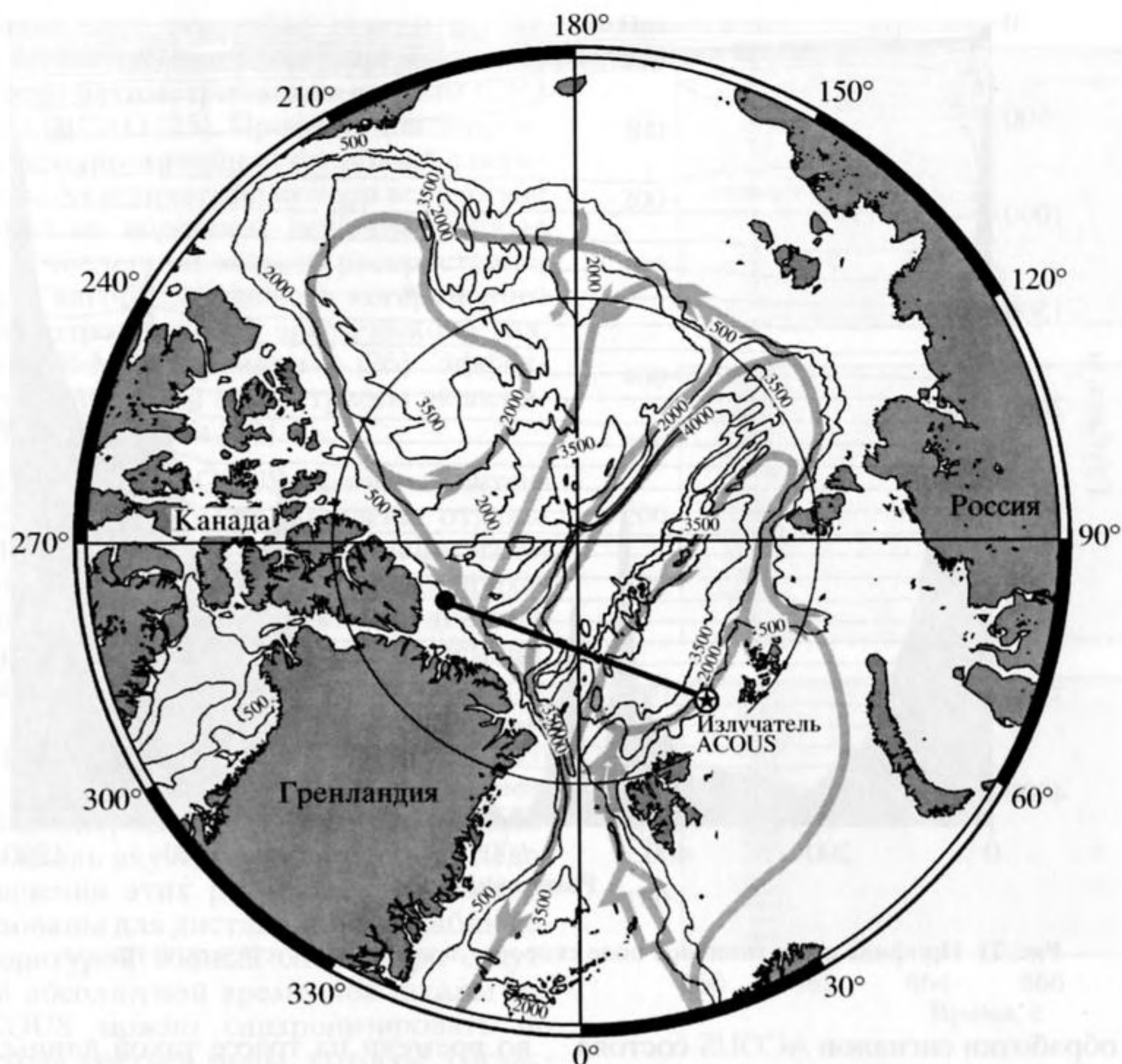


Рис. 20. Акустическая трасса эксперимента ACOUS. Серые линии и стрелки показывают схему циркуляции атлантических вод в СЛО согласно современным представлениям.

ки. На антенне были также размещены 5 автономных микро-CTD датчиков, записывающих каждые 10 мин давление, температуру и соленость на различных горизонтах. Отклонения антенны от вертикали, обусловленные переменными течениями, регистрировались при помощи трех акустических маяков, расположенных на дне вокруг якоря антенны, и двух акустических трансиверов (приемо-передатчиков), установленных наверху и в середине антенны.

В марте 2001 г. приемную антенну подняли со дна моря. Проверка записей сигналов на антенне показала, что излучатель проработал 14 мес с октября 1998 г. по декабрь 1999 г. и передал в общей сложности 107 сигналов.

Профиль дна и типичный профиль скорости звука вдоль акустической трассы показаны на рис. 21.

Трасса пересекала Евразийский континентальный склон, хребт Гаккеля, западную часть хребта Ломоносова и континентальный склон у берегов Канады. Оба континентальных склона

круты настолько, чтобы вызвать сильное взаимодействие мод в передаваемом сигнале на участках трассы, пролежавших над склонами. Хребт Гаккеля невысок и поэтому не влияет на моды низших номеров в сигнале на частоте 20 Гц, распространяющемся в приповерхностном арктическом волноводе. Западная оконечность хребта Ломоносова, поднимающаяся до глубин около 1300 м в районе пересечения хребта с акустической трассой, оказывала влияние на часть мод, переносящих существенную долю энергии всего сигнала. Согласно современным представлениям о циркуляции атлантических вод в СЛО [19], акустическая трасса эксперимента ACOUS пересекала главную петлю циркуляционного потока, пролегающую вдоль границ континентального шельфа, как в начале пути следования атлантических вод вдоль Евразийского континентального склона к северу от Баренцева моря, так и вблизи выхода этих вод из бассейна вдоль Гренландии (см. рис. 20). Трасса также пересекала боковые ветви циркуляции атлантических вод вдоль хребтов Ломоносова и Гаккеля.

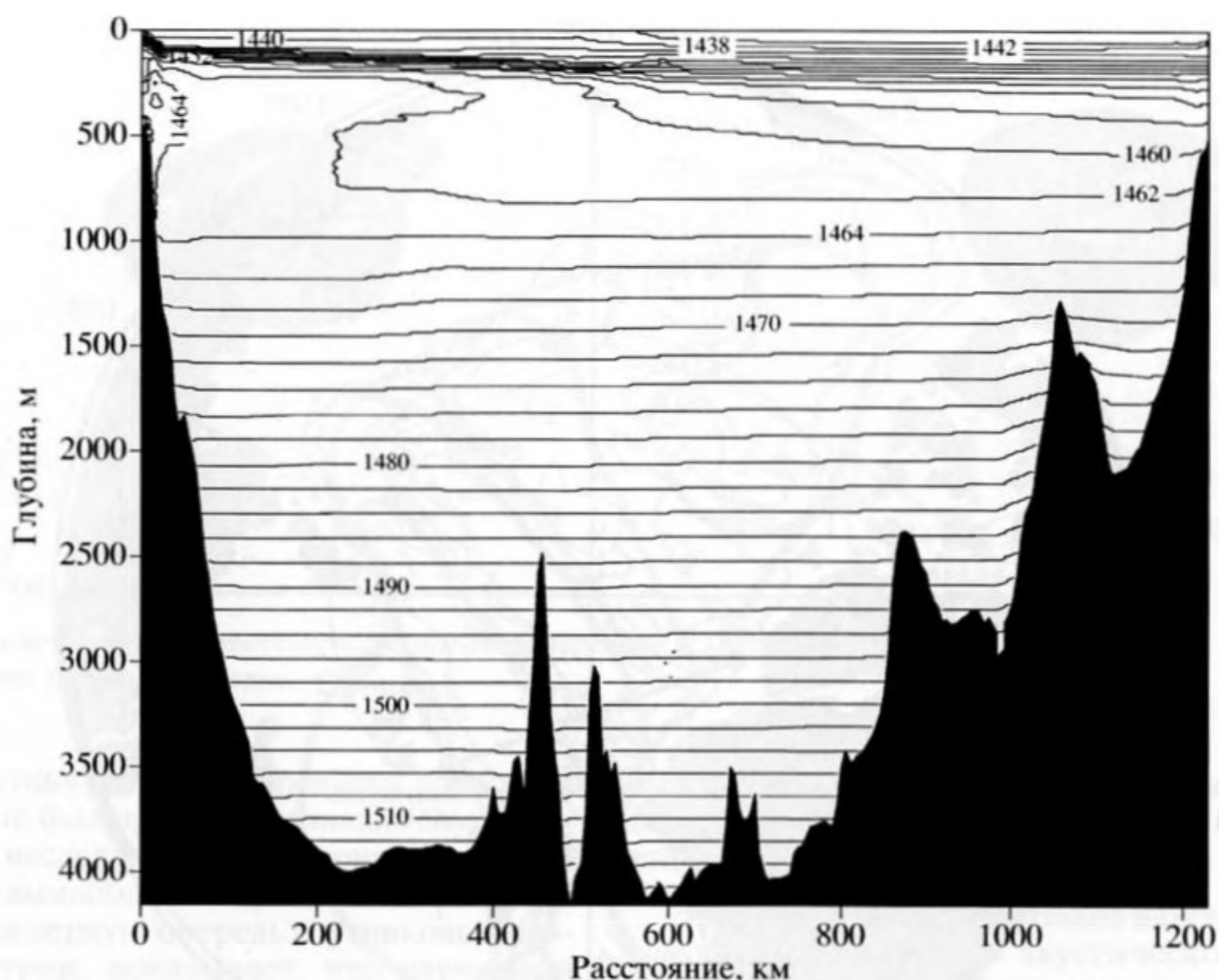


Рис. 21. Профиль дна и типичное поле скорости звука вдоль акустической трассы.

Алгоритм обработки сигналов ACOUS состоял из традиционной процедуры компрессии псевдошумовых фазомодулированных сигналов, заключающейся в демодуляции, корреляции демодулированного сигнала с исходной псевдошумовой M -последовательностью и когерентному усреднению по 10 периодам компрессированного сигнала, аналогично описанному выше. Временная когерентность принятых сигналов в течение всех 20 мин их длительности была настолько высока, что итоговое усиление за счет когерентного суммирования практически достигало максимально возможной величины 34 дБ. После обработки финальное отношение сигнал/шум на отдельных приемниках достигало 50 дБ и более в большинстве сеансов приема. Процедура компрессии преобразует псевдошумовой фазомодулированный сигнал в импульсный сигнал, образованный суммой импульсов, приходящих с отдельными модами в различное время. Ширина импульса передаваемого сигнала – приблизительно 0.5 с по уровню -3 дБ. Расстояние между источником звука и приемной антенной в эксперименте ACOUS было 1250 км, поэтому основной, “адиабатический” импульс первой моды должен был приходиться на приемную антенну на 7–8 с позже импульсов высших мод и хорошо выделяться во времени в сигналах на одиночных гидрофонах. При ширине импульса 0.5 с моды 2, 3 и выше уже не разделяются

во времени на трассе такой длины, так как они имеют близкие групповые скорости. Для разделения импульсов этих мод использовались методы пространственной фильтрации мод в звуковом поле на вертикальной антенне, которые применялись нами в эксперименте в Норвежском море [3–5]. Однако в данном случае при обработке нами учитывалась зависимость профиля каждой моды от частоты. Данные датчиков давления микро-STD модулей показали, что во время приема большинства сигналов ACOUS отклонения антенны от вертикали были пренебрежимо малы, что в этом эксперименте позволило нам пренебречь коррекцией собственных функций, связанных с наклонами антенны.

Для численного моделирования распространения сигнала в эксперименте ACOUS использовались как метод параболического уравнения, так и теория взаимодействующих мод. Акустическое поле, рассчитанное методом параболического уравнения, разлагалось в сумму нормальных мод, что позволило сравнивать результаты численных расчетов двумя различными методами. Практика показала, что зависимости комплексных амплитуд мод от расстояния, посчитанные обоими методами, мало отличались друг от друга.

Алгоритм численного расчета акустического поля сигнала ACOUS, основанный на теории вза-

имодельствующих мод, подробно описан в [24]. Глубина дна вдоль трассы была определена по наиболее свежим батиметрическим данным СЛО из базы данных ИВСаО [25]. Профиль дна аппроксимировался кусочно-линейной функцией с переменным шагом. Акустические потери вследствие рассеяния звука на неровном ледяном покрове учитывались в численной модели распространения с помощью алгоритма расчета когерентного коэффициента отражения от арктического дна, разработанного В.М. Кудряшовым [26]. Эффекты распространения звука вдоль трассы эксперимента подробно описаны в [22].

Во всех 107 сигналах АСОУС, принятых антенной в море Линкольна, были выделены отдельные моды с 1-й по 8-ю. После фильтрации измерялись амплитуда (энергия), фаза и время прихода каждой моды. В силу технических трудностей, связанных с регистрацией абсолютного времени, мы ограничились анализом только относительных времен распространения и относительных фаз мод. Разница времен распространения различных мод, так же, как и их абсолютные времена распространения, зависят от профилей температуры воды вдоль акустической трассы. Следовательно, значения этих разностей тоже могут быть использованы для дистанционных наблюдений за температурой водных слоев. При отсутствии точной абсолютной временной шкалы все сигналы АСОУС можно синхронизировать по времени прихода третьей моды, которое, согласно результатам численных расчетов, слабо зависит от возможных изменений температуры ПСАВ и глубины залегания термоклина на экспериментальной трассе. В адиабатическом приближении время распространения 4-й моды еще менее чувствительно к изменениям в водной среде, но из-за взаимодействия со старшими модами на участках трассы с наклонным дном импульс этой моды подвержен более заметным флуктуациям. В численной модели максимальные сдвиги времени прихода импульса третьей моды не превышали 0.3 с при изменении модели океанской среды вдоль трассы от наиболее "холодной" до наиболее "теплой" в пределах разброса всех данных реальных измерений на этой трассе.

Амплитуда импульсов мод 1–3 в зависимости от времени распространения сигнала и дня эксперимента представлена на рис. 22 графиками серого цвета от белого (отсутствие сигнала) до черного (максимальная амплитуда).

На этих рисунках все 107 сигналов синхронизированы во времени по приходу третьей моды. Время прихода этой моды определялось по энергетическому центру ее импульса. Абсолютная шкала времени была привязана к моменту начала передачи первого сигнала. Амплитуда, энергия и форма импульсов мод существенно изменялись за

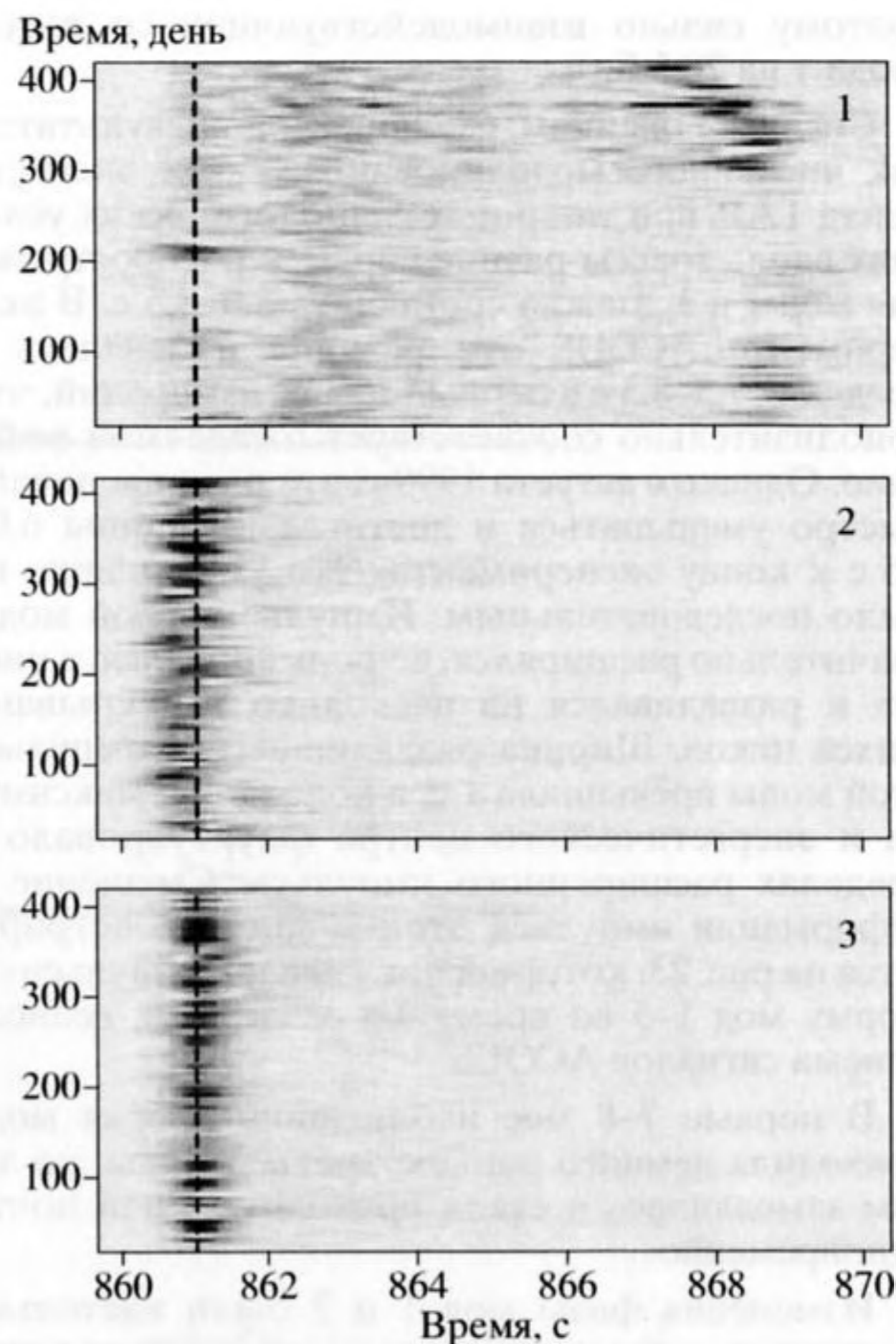


Рис. 22. Тоновые рисунки амплитуд мод 1–3 в зависимости от времени распространения и дня измерений. Сигналы синхронизированы по времени прихода третьей моды, который показан пунктиром.

14 мес наблюдений. Как показали результаты численного моделирования, относительно быстрые изменения (от одного сеанса передачи сигнала до следующего) обусловлены, главным образом, изменчивостью профиля скорости звука в начале трассы в мелководной зоне континентального склона, которая сильно влияет на взаимодействие мод на этом участке трассы. Моды 3 и 4 наименее чувствительны к таким изменениям условий распространения. Значительные флуктуации амплитуды импульса первой моды, имеющие, скорее, случайный характер, присутствовали на фоне медленных изменений, связанных с сезонными изменениями характеристик ледяного покрова вдоль акустической трассы. Ледяной покров СЛО обычно более толстый и неровный во время арктической зимы (январь-июнь, дни 80–260 на рис. 22), поэтому в зимний период потери при распространении акустических сигналов в арктическом звуковом канале, как правило, больше, чем в летний период, что особенно заметно у мод, захваченных верхним приледным каналом и

поэтому сильно взаимодействующих со льдом (мода 1 на 20.5 Гц).

Согласно оценкам, сделанным по результатам как численного моделирования, так и эксперимента ГАР, при типичных гидрологических условиях вдоль трассы разница времен распространения мод 1 и 3 должна составлять 8.0–8.5 с. В эксперименте АСОУС эта разница изменялась в пределах 7.5–8.5 с в первые 10 мес измерений, что приблизительно соответствует ожидаемой величине. Однако с августа 1999 г. эта разница начала быстро уменьшаться и достигла величины 6.0–6.5 с к концу эксперимента. Это уменьшение не было последовательным. Импульс первой моды значительно расширялся, деформировался, а иногда и разваливался на несколько перекрывающихся пиков. Ширина развалившегося импульса этой моды превышала 1 с, а положение максимума и энергетического центра флукутировало в пределах расширенного импульса. Смещение и деформации импульса этой моды демонстрируются на рис. 23, который показывает импульсную форму мод 1–5 во время 4-х различных сеансов приема сигналов АСОУС.

В первые 7–8 мес наблюдений вторая мода приходила немного раньше третьей моды, но затем замедлилась и стала приходить с ней почти одновременно.

Изменения фазы мод 1 и 2 были настолько быстрыми, что неопределенность определения фазы 2π не позволила нам проследить временную изменчивость разности фаз этих мод между собой и с другими модами при четырехдневном интервале между измерениями. Фазы мод 3 и 4 изменялись не так быстро, что дало возможность построить временную зависимость разности фаз этих мод с уверенностью в отсутствии возможных пропусков 2π в течение продолжительных периодов времени наблюдений (дни 140–340 и 360–420 на рис. 24).

Волновые числа мод 3 и 4 и, следовательно, фазы этих мод в приемной точке зависят, главным образом, от средней температуры ПСАВ. Наклон этой приблизительно линейной зависимости различен для этих двух мод. Следовательно, отсутствие значительных трендов в изменении разности фаз этих мод на протяжении, по крайней мере, 10 мес наблюдений означает, что средняя по трассе АСОУС температура ПСАВ почти не изменялась. Значительные изменения характеристик этого водного слоя на начальном 300-километровом участке трассы в последние 4 мес наблюдений, рассматриваемые ниже, не могли существенно повлиять на среднюю по всей трассе температуру ПСАВ.

В отличие от характеристик мод 3 и 4, время распространения и форма импульса второй и, особенно, первой мод в течение последних меся-

цев наблюдений быстро и сильно изменялись, что явилось следствием существенных изменений в водной среде, произошедших на трассе АСОУС в этот период времени. До августа 1999 г. акустические сигналы распространялись в гидрологических условиях, типичных для районов океана вдоль данной трассы в 1990-х годах. Мода 1 была медленнее мод 2 и 3 всюду на трассе за исключением относительно узкой зоны пограничного течения к северу от Евразийского континентального склона. Однако с августа 1999 г. зона “теплого” профиля скорости звука, в которой первая мода становится существенно быстрее, сравниваясь по групповой скорости с третьей модой и значительно превышая вторую, начала быстро расширяться и к концу акустических измерений охватила обширную область. Для того чтобы первая мода приходила на 1.5 с быстрее, чем в “типичных” условиях распространения сигнала, зона “теплого” профиля должна составлять участок трассы длиной, по меньшей мере, 250 км. Очевидно, что эта зона появилась и расширялась в начальной части трассы в бассейне Нансена. Действительно, в бассейне Нансена атлантические воды существенно теплее, расположены ближе к поверхности океана и подвержены большей изменчивости, чем в бассейне Фрама и в море Линкольна. Превышение максимума температуры ПСАВ величины 2.5°C и поднятие термоклина выше 100 м не типичны для данного района океана, но возможны, тогда как в бассейне Фрама такие явления представляются практически невероятными. Кроме того, расширение импульса первой моды до 1.5 с, наблюдаемое ближе к концу акустических измерений, указывает на то, что зона перехода от “теплых” профилей температуры и скорости звука к типичным располагалась в это время на расстоянии приблизительно 250–300 км от излучателя. Масштаб обнаруженного явления хорошо виден на рис. 25, который показывает три температурных разреза верхнего 1000-метрового слоя воды вдоль трассы АСОУС.

Верхний рисунок демонстрирует среднеклиматические данные о температуре. Средний разрез показывает типичные для 1990-х годов гидрологические условия вдоль трассы, с которыми согласуются результаты акустических измерений в начале и середине эксперимента. Нижний температурный разрез построен с помощью численного моделирования таким образом, чтобы условия акустического распространения удовлетворяли характеристикам мод сигналов АСОУС в конце эксперимента.

Такое быстрое расширение зоны теплых атлантических вод вдоль акустической трассы в бассейне Нансена указывает на то, что обнаруженное явление было, скорее, следствием прохождения переднего фронта аномально теплого и широкого пятна атлантических вод поперек трас-

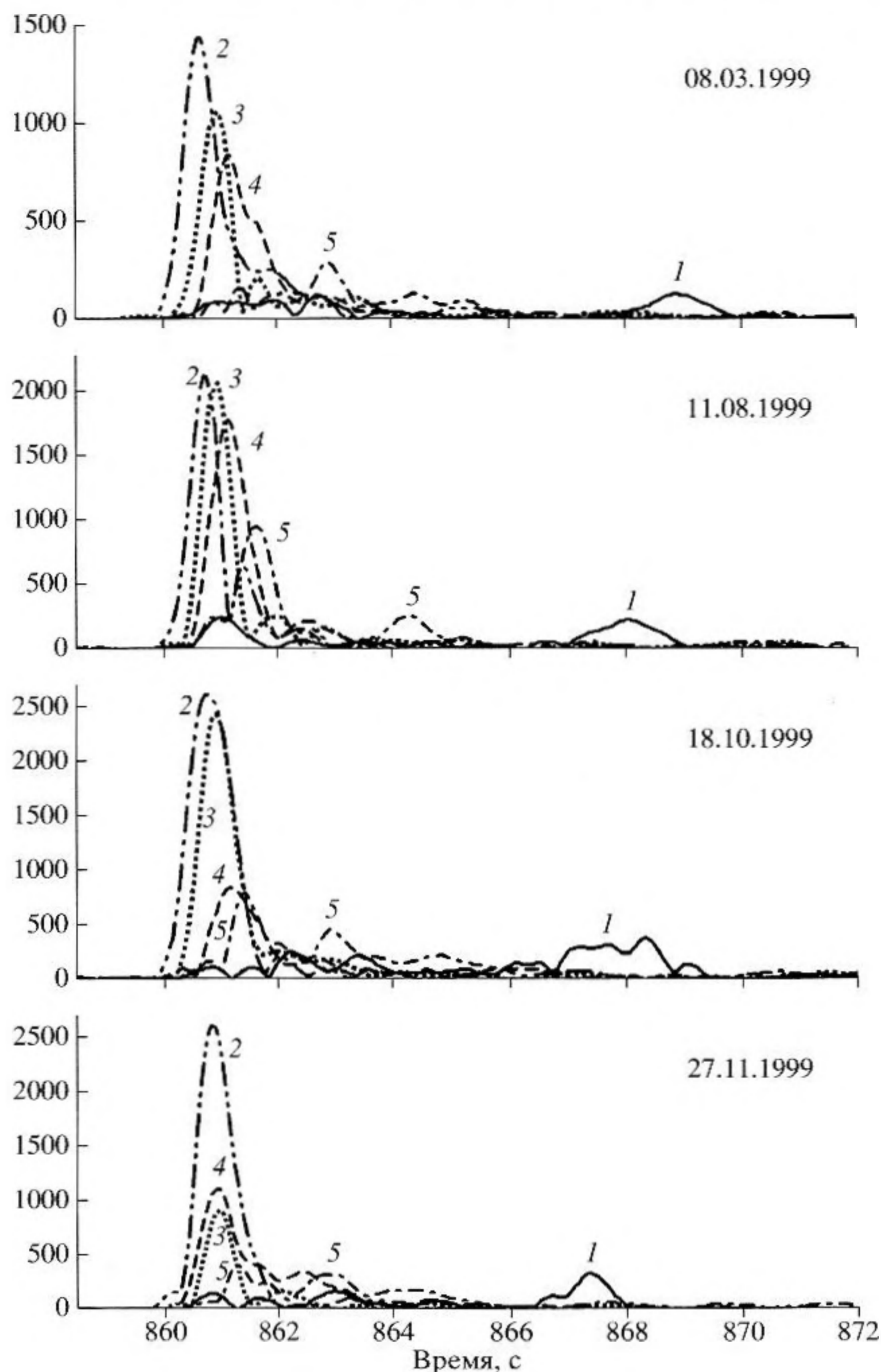


Рис. 23. Форма импульсов мод 1–5, выделенных на антенне в море Линкольна в различные дни наблюдений в первой половине и в конце эксперимента. Дата регистрации сигналов указана в левом верхнем углу.

сы, а не постепенным расширением потока от континентального склона в глубь бассейна. Значительное расширение зоны теплых атлантических вод в этом районе могло быть также результатом взаимодействия между первичным потоком вдоль континентального склона и возвратным потоком этих вод вдоль хребта Гаккеля. Дальнейшие более детальные исследования показали, что в этой области пространства возникает двухволноводный профиль скорости звука, при прохождении которого на определенных “резонансных”

частотах усиливается взаимодействие соседних звуковых мод (сближаются значения их фазовых и групповых скоростей) [22, 27]. Для используемого в эксперименте частотного диапазона (центральная частота 20.5 Гц и полоса ± 1.5 Гц) “резонансным” условиям удовлетворяли первая и вторая звуковые моды. Соответствующие этим модам временные отклики в точке приема существенно изменяли свою форму (уширение и расщепление импульса, время прихода и др.) уже при переходе к соседнему сеансу приема через четы-

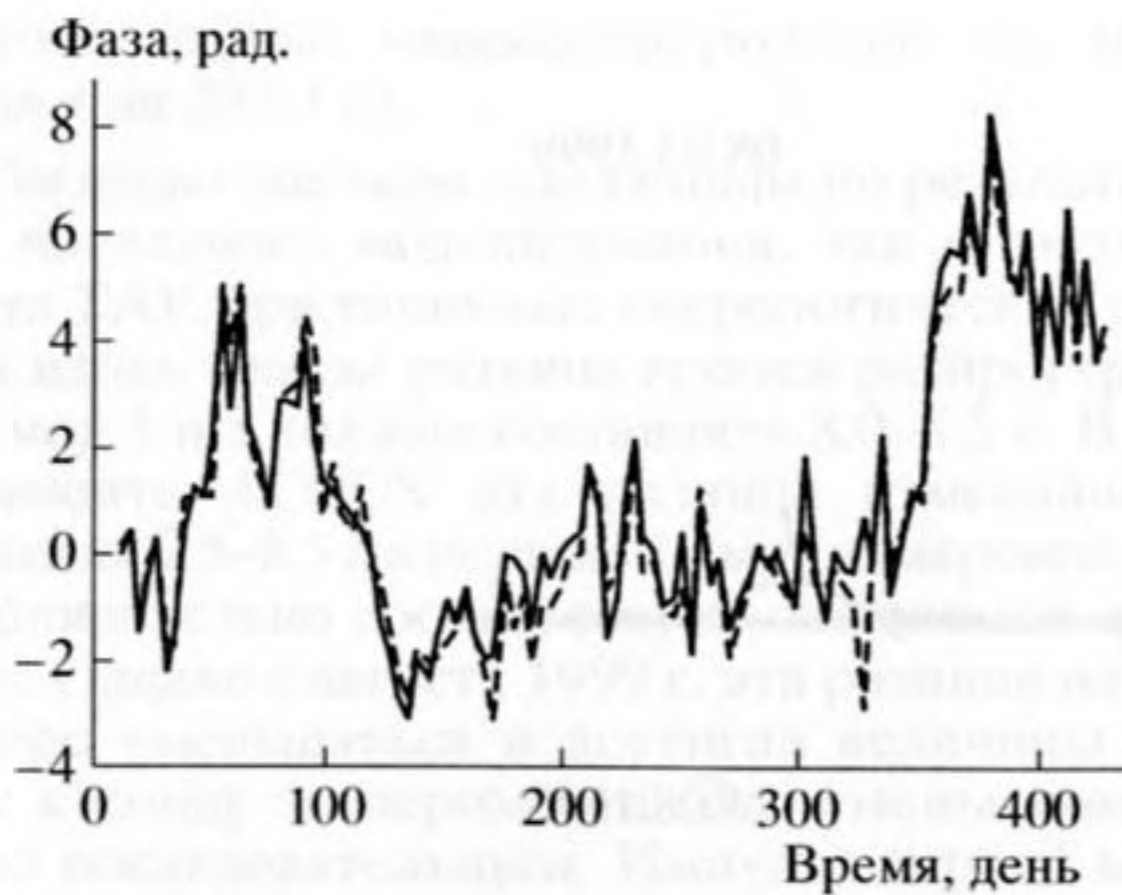


Рис. 24. Изменения разности фаз между модами 3 и 4 за весь период наблюдений, измеренные в максимуме модуля комплексной амплитуды мод (сплошная линия) и на несущей частоте (пунктир).

рехдневный промежуток времени, в течение которого трудно ожидать каких-либо заметных изменений в поле СЗ. Единственным, на наш взгляд, возможным объяснением этого эффекта и является сильное взаимодействие первой и второй звуковых мод в области ядра потепления. Время прихода импульса первой моды, определяемого относительно устойчивого импульса третьей моды, а также характер изменения его формы позволяют оценить местоположение области потепления на звуковой трассе. На основе среднеклиматических данных и прямых гидрологических измерений 1980–2000 гг. вблизи трассы эксперимента АСОУС, а также с учетом результатов томографического восстановления среды была построена модель локального образования (“пятна”), характеризующего возможную область проникновения anomalно теплых атлантических вод на звуковую трассу. Фактически “пятно” моделировалось как разность между наиболее “теплым” из используемых ранее полей скорости звука на участке (50–300) км трассы и практически однородным по горизонтали среднеклиматическим. Полученное разностное поле было сглажено таким образом, чтобы при приближении как к вертикальным, так и к горизонтальным границам “пятна” вариации скорости звука плавно стремились к нулю. В результате появилась возможность, задавая, например, положение центра “пятна”, его интенсивность (максимальную аномалию) и горизонтальный размер, получать новое поле скорости звука на любом участке звуковой трассы. Наличие всего лишь трех свободных параметров позволяет, в принципе, осуществить томографическое восстановление среды, подобрав эти параметры таким образом, чтобы соответствие между расчетной и экспериментально полученной для заданного измерения формой им-

пульса было наилучшим (matched-field processing in time domain) [10]. Нами исследовалось влияние вариаций параметров “пятна” на изменение формы и времен прихода модовых откликов, для которых (прежде всего, для 1-й и 2-й мод) выявлена высокая чувствительность к этим вариациям. Например, при изменении интенсивности пятна всего лишь на 10% форма отклика для первой моды переходила от двугорбой к одиночному импульсу, как это наблюдалось в эксперименте для соседних, разделенных четырехдневным промежутком сеансов приема. В результате найдены параметры “пятна”, при которых наблюдается хорошее соответствие рассчитанных модовых откликов с экспериментальными [27].

На рис. 26 справа представлено поле СЗ на начальном участке трассы, слева коэффициент корреляции (КК) экспериментально измеренного поля с теоретически рассчитанным отдельно для первой моды (K_1 , штрихи и точки) и суммарный $K_S = \sum K_m$ для первых четырех мод (сплошная линия), в максимуме K_S значками “+” отмечены значения K_m отдельных мод. В центре рис. 26 показано сравнение расчетных модовых сигналов с экспериментальными в точке максимума K_S . Рисунки слева отвечают только тем сеансам приема, когда отклонение антенны от вертикали было пренебрежимо мало. На начальной стадии эксперимента (до 350 дня) фоновое поле СЗ было близким к среднему климатическому. Максимумы КК достигались для различных сеансов приема в случаях, когда центр “пятна” располагался на 90–130 км от источника, его интенсивность составляла 70–90% от максимальной и ширина 100–120 км. С течением времени эксперимента эти параметры в среднем медленно возрастали. Приведенное на рис. 26а поле СЗ соответствует 148-у дню эксперимента с $K_S = 0.93$ ($K_m = 0.94, 0.89, 0.96, 0.92$), на рис. 26б – 312-у дню с $K_S = 0.97$ ($K_m = 0.92, 0.92, 0.99, 0.96$). Наличие равнозначных максимумов КК на рис. 26а, 26б во всем диапазоне сеансов приема в этой стадии эксперимента (0–350 дни) говорит об отсутствии каких-либо кардинальных изменений в поле СЗ. Изменение формы импульса первой моды в основном связано с перераспределением энергии между составляющими эту моду “адиабатической” и рожденной в результате взаимодействия со второй модой компонентами, разделенными временным интервалом ~ 0.5 с.

В заключительных сеансах приема (350–424 дни), когда разность времен прихода между первой и третьей модами падала до минимальных значений 6.5 с, поле СЗ претерпело более существенные изменения. Об этом, в частности, говорит резкое снижение уровня КК на рис. 26а, 26б. Высокие значения КК в этом случае удалось получить не только путем увеличения параметров

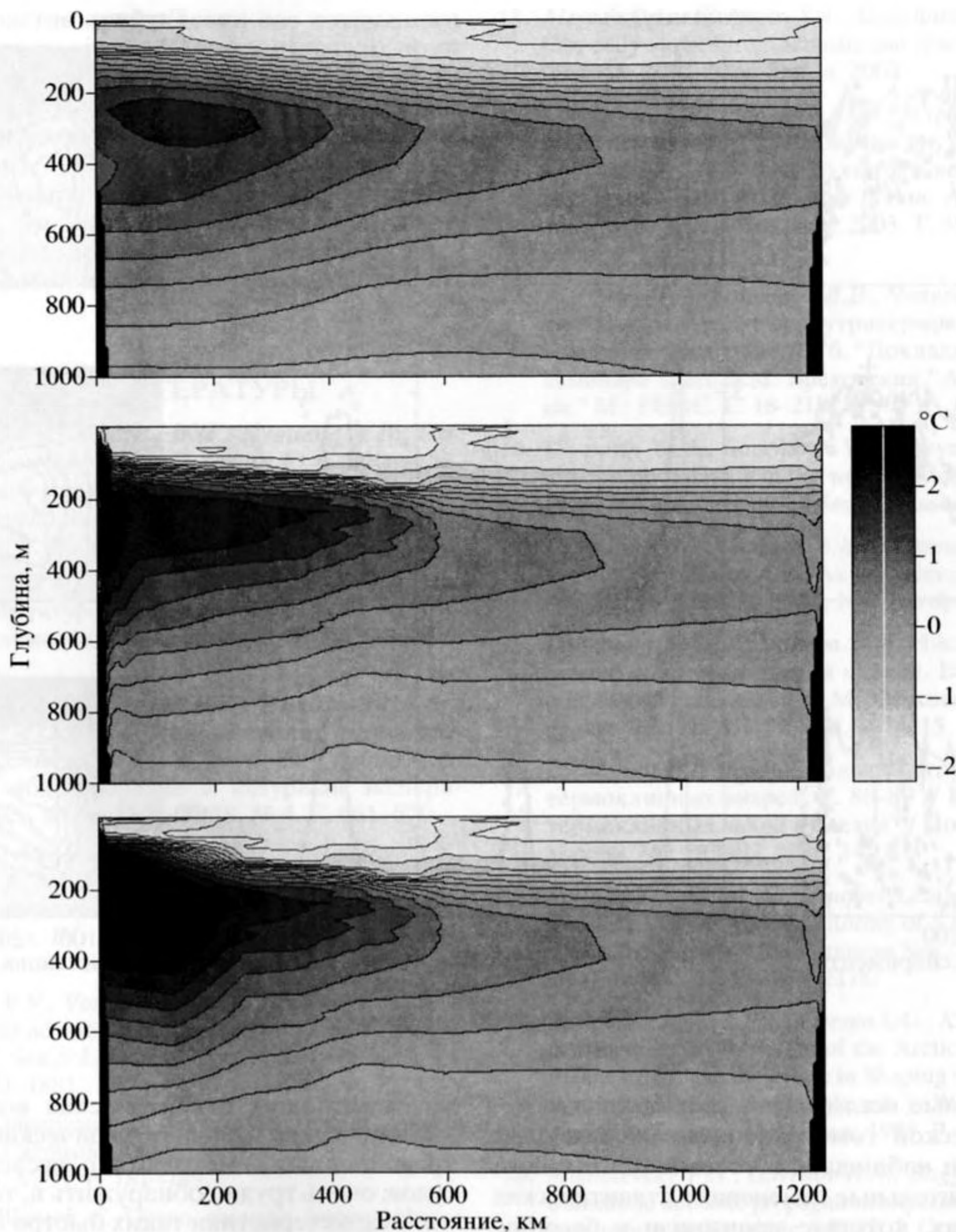


Рис. 25. Верхний рисунок демонстрирует среднеклиматический температурный разрез вдоль трассы ACOUS. Температурный разрез на среднем рисунке построен по океанографическим данным 1990-х годов. Параметры сигналов, принятых в первой половине эксперимента ACOUS, согласуются с этим разрезом. На нижнем рисунке показан температурный разрез, построенный методом согласования результатов численного акустического моделирования с данными измерений параметров мод в сигналах ACOUS, принятых на антенну в море Линкольна в конце эксперимента (в конце ноября–декабре 1999 г.)

“пятна” (центр на 140–160 км, интенсивность 90–100% и ширина до 150 км), но и с учетом общего потепления на всем начальном (0–300 км) участке трассы (изменение фонового поля СЗ). Это потепление может быть связано с вступлением и постепенным расширением потока Атлантических вод от континентального склона в глубь бассейна. Пример такого расчета с максимальными значениями КК для 416 дня эксперимента $K_S = 0.95$

($K_m = 0.91, 0.99, 0.98, 0.94$) представлен на рис. 26в. Соответствующие этому случаю параметры “пятна” оказались равными: 140 км (центр), 90% от максимальной (интенсивность) и 150 км (горизонтальный размер). Отметим, что для суммарного поля СЗ на правом рис. 26в существенно снижены уровни КК на начальном этапе эксперимента (0–350 дни на левом рис. 26в).

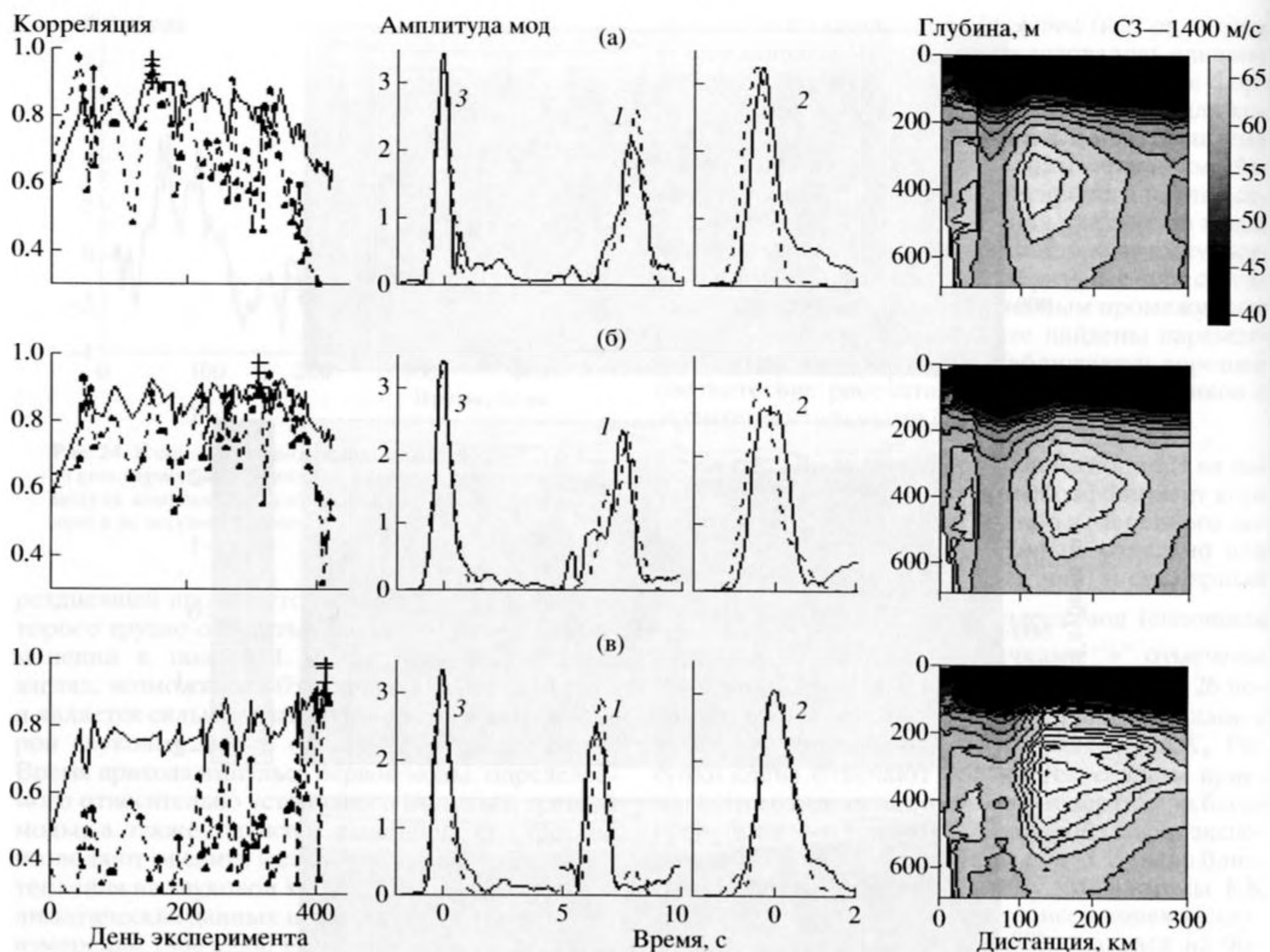


Рис. 26. Эволюция "пятна".

Проведенные исследования показали, что метод акустической томографии океана позволил обнаружить и наблюдать в течение длительного времени значительные изменения в атлантических водных массах, которые произошли в бассейне Нансена к северу от пролива Франц-Виктория в августе–декабре 1999 г. Завершение акустических наблюдений в декабре 1999 г. не позволило нам проследить предполагаемое прохождение заднего фронта аномально теплого пятна атлантических вод, которое пересекало трассу эксперимента, и оценить пространственные масштабы этого явления. Однако, исходя из скорости изменений в водной среде, обнаруженных в эксперименте ACOUS, можно сделать вывод о том, что значительное потепление ПСАВ, наблюдаемое в последнее десятилетие во многих районах по всему СЛО, является, скорее, следствием дискретных, пятнообразных поступлений более теплых вод из Северной Атлантики через пролив Фрама, а не постепенным увеличением температуры или объ-

ема втекающих атлантических вод. Используя эпизодические океанографические измерения традиционными методами с исследовательских судов, очень трудно обнаружить и, тем более, изучить характеристики таких быстро протекающих и пространственно-неоднородных процессов.

Взаимодействие мод в сигнале на акустической трассе заметно усложняет решение обратной задачи. Однако в определенных случаях анализ эффектов этого взаимодействия позволяет оценить с большей или меньшей точностью в зависимости от условий эксперимента местоположение зон с сильной горизонтальной изменчивостью среды на акустической трассе, что совершенно невозможно при адиабатическом распространении мод.

Заключение. Проведенные исследования показали, что акустическая томография океана является эффективным методом диагностики водных масс, а в некоторых условиях и единственным возможным дистанционным методом наблюдений. Конечно, в описанных выше экспериментах

принимали участие практически все сотрудники лаборатории распространения акустических волн ИОРАН, руководимые Л.М. Бреховских. Особенно следует отметить А.Г. Вороновича, В.В. Гончарова, В.М. Куртепова, О.А. Година, Д.Ю. Михина, А.Н. Гаврилова, С.В. Буренкова, В.Г. Селиванова, С.А. Дремучева, А.Н. Носова, В.Н. Кузнецова, чья роль в этих экспериментах была ключевой и чей вклад трудно переоценить. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 05-05-64658.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дремучев С.А., Кузнецов В.Н., Куликов А.В., Носов А.В., Селиванов В.Г., Чепурин Ю.А. Распределенная акустическая антенна с системой определения ее пространственной конфигурации // *Океанология*. 1989. Т. 29. № 2. С. 326–328.
2. Дремучев С.А., Селиванов В.Г., Чепурин Ю.А. Измерения структуры акустического поля вертикальной антенной // *Океанология*. 1990. Т. 30. № 5. С. 866–871.
3. Воронович А.Г., Гончаров В.В., Никольцев А.Ю., Чепурин Ю.А. Сравнительный анализ пяти методов разложения акустического поля в набор мод: численное моделирование и натурный эксперимент // *Акуст. журн.* 1992. Т. 38. № 4. С. 661–670.
4. Voronovich A.G., Goncharov V.V., Nikoltsev A.Y., Chepurin Yu.A. Modal decomposition of low-frequency sound field measured by vertical array in deep sea // *Journ. de Phys. IV*. 1992. V. 2. C1, France. P. 1011–1014.
5. Goncharov V.V., Voronovich A.G. The experiment on matched-field acoustic tomography with CW-signals in the Norway Sea // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1993. V. 93. № 4. P. 1873–1881.
6. Tolstoy A. Linearization of the matched field processing approach to acoustic tomography // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1991. V. 91. P. 781–789.
7. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: a scheme for large scale monitoring // *Deep-sea Res.* 1979. 26A. № 2. P. 123–161.
8. Годин О.А., Буренков С.В., Михин Д.Ю., Молчанов С.Я., Селиванов В.Г., Чепурин Ю.А., Алейник Д.Л. Эксперимент по динамической томографии в западной части Средиземного моря // *ДАН*. 1996. Т. 349. № 3. С. 398–403.
9. Mikhlin D.Yu., Godin O.A., Burenkov S.V., Chepurin Yu.A., Goncharov V.V., Kurteпов V.M., Selivanov V.G. An experiment on acoustic tomography of Western Mediterranean from a moving ship / *Proc. 3d European Conference on Underwater Acoustics*, ed. by J.S. Papadakis, Heraklion, Crete, Greece. 1996. V. 2. P. 821–826.
10. Гончаров В.В. Метод согласованных временных откликов в акустической томографии океана // *Акуст. журн.* 1997. Т. 43. № 5. С. 622–629.
11. Aleynik D.L., Chepurin Yu.A., Goncharov V.V. Subsurface eddy viewed from acoustic and space data / *Proc. of the EGS-2002, Nice, France, 2002*.
12. Гончаров В.В., Чепурин Ю.А., Алейник Д.Л. Экспериментальные исследования внутритермоклинной линзы Средиземного моря и возможности ее дистанционного измерения // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 2003. Т. 39. № 5. С. 680–690.
13. Алейник Д.Л., Гончаров В.В., Чепурин Ю.А. Акустическая томография внутритермоклинной линзы с движущегося судна // *Сб. "Доклады VIII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана."* М.: ГЕОС. С. 18–21.
14. Chepurin Yu.A., Goncharov V.V., Aleynik D.L. Acoustic tomography of eddy in the western Mediterranean sea / *Proc. of Conf. Oceans'99, Seattle, Washington, 1999*.
15. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана, 1997, ИПФ РАН, Н. Новгород, с. 255.
16. Гончаров В.В., Куртепов В.М. Численные эксперименты по томографии океана. В кн. *Акустика океанской среды*, ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреева. М.: Наука, 1989. С. 107–115.
17. Сутырин Г.Г. О вертикальной структуре внутритермоклинных вихрей. С. 86–89 // В кн. *"Внутритермоклинных вихри в океане"* / Под ред. К.Н. Федорова. М.: ИОАН, 1986. 142 с.
18. Fuda J.L., Millot C., Taupier-Letage I., Send U., Bocognano J.M. XBT monitoring of a meridian section across the western Mediterranean Sea // *Deep-Sea Res.* 2000. Pt I. V. 47. P. 2191–2218.
19. Rudels B., Jones E.P., Anderson L.G., Kattner G. On the intermediate depth waters of the Arctic Ocean, in: *The Polar Oceans and their Role in Shaping the Global Environment* (Johannessen et al., eds.), Washington D.C., American Geophysical Union, 1994. P. 33–46.
20. Mikhalevsky P.N., Gavrilov A.N., Baggeroer A.B. The transarctic acoustic propagation experiment and climate monitoring in the Arctic // *IEEE J. Oceanic Eng.* 1999. V. 24. № 2. P. 182–202.
21. Mikhalevsky P.N., Gavrilov A.N. Acoustic thermometry in the Arctic Ocean // *Polar Research*. 2001. V. 20. № 4. P. 185–193.
22. Бреховских Л.М., Гаврилов А.Н., Гончаров В.В., Писарев С.В., Михалевский П.Н., Чепурин Ю.А. Результаты эксперимента ACOUS (Arctic Climate Observation using Underwater Sound) // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 2002. Т. 38. № 6. С. 726–737.
23. Gavrilov A.N., Mikhalevsky P.N., Goncharov V.V., Chepurin Yu.A. Achievements and a Potential Role of Underwater Acoustics in Studying Large-Scale Changes in the Arctic Ocean / *Proc. The first Open Science Meeting (OSM) for the Study of Environmental Arctic Change (SEARCH), October 27–30, 2003 in Seattle*.

24. *Gavrilov A.N., Mikhalevsky P.N.* Mode-coupling effects in acoustic thermometry of the Arctic Ocean, in: *Inverse problems in underwater acoustics* (M. Taroudakis and G. Makrakis, eds.). NY: Springer-Verlag, 2001. P. 105–125.
25. International Bathymetric Chart of the Arctic Ocean: <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/bathymetry/arctic/arctic.html>, 2001.
26. *Кудряшов В.М.* Расчет звукового поля в Арктическом волноводе // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 3. С. 438–442.
27. *Гаврилов А.Н., Гончаров В.В.* Исследование возможностей океанологической интерпретации данных эксперимента АСОУС / Сборник трудов X школы-семинара акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”, 2004. С. 197–200.

Experiments on Underwater Acoustic Tomography

Yu. A. Chepurin

*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Nakhimovskii pr. 36, Moscow, 117997 Russia
e-mail: Ychep@yandex.ru*

Abstract—Three full-scale experiments on acoustic tomography of the ocean that were carried out under the supervision and with participation of L.M. Brekhovskikh by researchers from the Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, are described. An attempt is made to combine and generalize the results of three sets of publications devoted to the Norway Sea (1990), THETIS-II (1994), and ACOUS (1998–1999) experiments.