

УДК 551.463.21

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ТЕЧЕНИЙ В ПРОЛИВЕ ФРАМА МЕТОДОМ АКУСТИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИЙ

© 2002 г. И. Б. Есипов, О. М. Иоханнесен*, К. А. Наугольных**,
О. Б. Овчинников, Ю. И. Тужилкин

Акустический институт им. Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: ibesipov@akin.ru

* Нансеновский центр исследования окружающей среды, N-5037 Берген, Норвегия

** Лаборатория технологий изучения окружающей среды НОАА / Зелтех / Университет Колорадо,
803303 Боулдер, США

Поступила в редакцию 27.03.2002 г.

Приведены результаты математического моделирования процесса измерения скорости поперечного течения в проливе Фрама. Метод основан на статистической обработке флуктуаций времен распространения зондирующих сигналов по 16-ти акустическим трассам. Принятая зависимость скорости звука от глубины соответствует зимним условиям. Для имитации течения рассчитано трехмерное поле неоднородностей водной среды, наблюдаемых в проливе. Сложный профиль течения в направлении поперек пролива представлен движением 10-ти слоев этого поля с различными скоростями. Измерительная система состоит из 4-х излучателей и 4-х приемников, расположенных вблизи обоих берегов пролива. Для измерений использованы лучи, не контактирующие с дном и не изменяющие своего типа под влиянием пересекающих акустические трассы неоднородностей водной среды.

В последние годы повысился интерес ученых к вопросу о возможности прогнозирования глобальных изменений климата Земли. Всеобщее потепление приведет к поднятию уровня Мирового океана, затоплению приморских городов и другим последствиям, о которых необходимо знать заранее. Большую роль в формировании климата северного полушария играет температура вод Северного ледовитого океана. Она, в свою очередь, зависит от количества тепла, поступающего в океан через проливы и устья рек. Основная доля тепла поступает с течением Гольфстрим через пролив Фрама [1, 2], что объясняет интерес к возможности организации мониторинга температуры его вод и скорости их течения. Некоторые аспекты мониторинга температуры акустическим методом рассмотрены нами в предыдущей работе [3]. Здесь мы остановимся на вопросах использования акустики для наблюдения за течениями.

Продольные относительно трассы распространения звука течения измеряются по разности времен распространения звуковых сигналов во встречных направлениях [4–7]. Однако одной из основных особенностей течения в проливе Фрама является его изменчивость в направлении поперек пролива. Поэтому получение полного разреза течения требует большого числа измерений. Более привлекательны способы измерения тече-

ний, направленных поперек акустической трассы. Они рассмотрены в работах [8–11]. Особенностью этих работ является предположение об однородности поля течений на всей акустической трассе, что не соответствует условиям пролива Фрама.

Наиболее адекватным для решения данной задачи следует считать метод сцинтилляций сигнала. Он разработан и получил свое название в оптике [12]. Метод основан на анализе амплитудных и фазовых флуктуаций принятого сигнала, вызванных неоднородностями, переносимыми течением через трассу распространения звука. Теория метода приведена в работе [13]. Результаты его испытаний в морских условиях описаны в [14]. Метод предполагает использование горизонтальных антенн значительных волновых размеров, что дает возможность сфазировать антенну не только по азимуту, но и по расстоянию вдоль акустической трассы. Разрешение по расстоянию улучшается, если на тот же участок трассы сфазированы обе антенны – излучающая и приемная. Теория метода разработана для случаев, не учитывающих отражения акустических лучей от границ волновода и их деформации под влиянием гидрологических условий. Экспериментальное подтверждение выводов теории в работе [14] выполнено на короткой трассе с выделением

прямого сигнала посредством временного стробирования.

Возможность использования подобных методов мониторинга поперечных течений на длинных трассах в условиях, приближающихся к реальным, может быть исследована при помощи математического моделирования. Такое моделирование для условий пролива Фрама является целью данной работы.

Изложение материала статьи начинается с рассмотрения особенностей района и выбора акустической трассы, после чего описана методика получения трехмерного поля неоднородностей водной среды и модели распределения течений. Далее приводится обоснование принятой методики обработки сигналов на горизонтальных цепочках преобразователей. Статья заканчивается обсуждением результатов оценки распределения скорости течения, заданного вдоль акустической трассы, пересекающей пролив.

Для моделирования выбран участок пролива вдоль 79-й параллели между островами Шпицберген и Гренландией. Ширина центральной глубоководной части пролива здесь близка к 300 км при средней глубине 2500 м. Гидрологические условия в этом районе были определены по результатам разреза, выполненного в марте 1993 года исследовательским судном "Polarstern". Поэтому проведенное моделирование относится к зимним условиям. Типичные зависимости скорости звука от глубины на различных участках пролива изображены на рис. 1. Отсчет расстояния ведется от архипелага Шпицберген, поэтому восток на рисунке расположен слева, как при взгляде на пролив с северной стороны. Видно, что минимум скорости звука расположен на поверхности пролива. Второй минимум заметен в его восточной части на глубине около 600 м. Расположенный над ним слой с повышенной скоростью звука образован теплыми водами Атлантики, поступающими с Западно-Шпицбергенским течением. Из-за высокой солености эти воды опускаются под слой более холодных, но менее соленых вод, образующих приповерхностный минимум скорости звука. Толщина приповерхностного слоя увеличивается к западу, где господствует Восточно-Гренландское течение, уносящее на юг слабосоленые воды Северного ледовитого океана [15]. Структура течений в проливе очень сложна [16], поэтому для моделирования был выбран упрощенный вариант, который, однако, сохраняет основные особенности этой структуры. В соответствии с [17] принято, что в восточной трети пролива течение в поверхностных слоях воды направлено на север, а в остальной части – на юг. График распределения скорости течения приведен на рис. 5 сплошной линией. Для простоты расчетов скорость течения принята не зависящей от глубины.

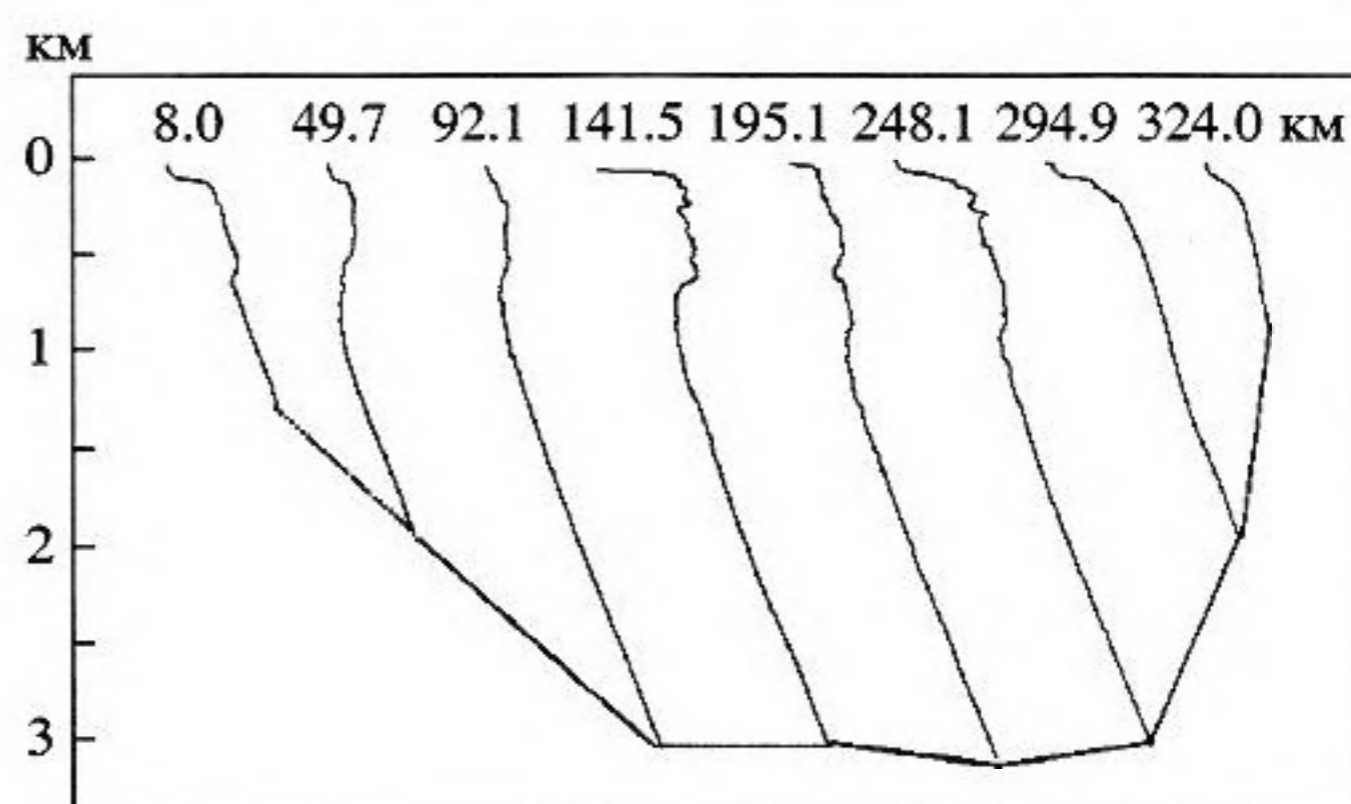


Рис. 1. Профили скорости звука на различных участках пролива Фрама. Восток – слева.

Зависимости скорости звука от глубины не являются гладкими функциями. Это объясняется турбулентным характером течения. Переносимые им неоднородности хорошо видны на рис. 2, где представлены изолинии скорости звука. Видно, что неоднородности сосредоточены в верхнем километровом слое. По данным работ [1, 18] характерные размеры мезомасштабных неоднородностей составляют 20–50 км, время их существования до 20 дней при скорости перемещения от 5 до 15 км в день. К сожалению, мелкомасштабные неоднородности в проливе исследованы значительно меньше.

Условия пролива Фрама достаточно сложны для описания особенностей распространения звука. В модальном приближении необходимо учитывать взаимодействие мод, а в лучевом приближении – изменчивость типа лучей. В данной работе мы, как и ранее [3], использовали лучевое приближение. Этот выбор представляется оправданным, т.к. длина акустической трассы существенно короче длины, при которой наступает лучевой хаос [19], приводящий к сильным непредсказуемым изменениям траекторий лучей под влиянием малых изменений окружающих условий. Однако он оправдан только тогда, когда удастся найти лучи, не изменяющие своего типа (сохраняется число отражений от поверхности моря и число заворотов в нижних точках траектории) под влиянием переносимых течением неоднородностей. Таких лучей нет среди распространяющихся в верхнем турбулизованном слое. С другой стороны, лучи, уходящие из источника под большими углами, контактируют с дном, характеристики которого точно не известны. В качестве компромисса выбраны лучи, не касающиеся дна и отражающиеся от поверхности 5 раз. Они позволяют определить скорость течения на достаточно большом числе (5) участков трассы, а с другой стороны проникают на глубины, где скорость звука превышает такую в приповерхностных слоях даже при наличии

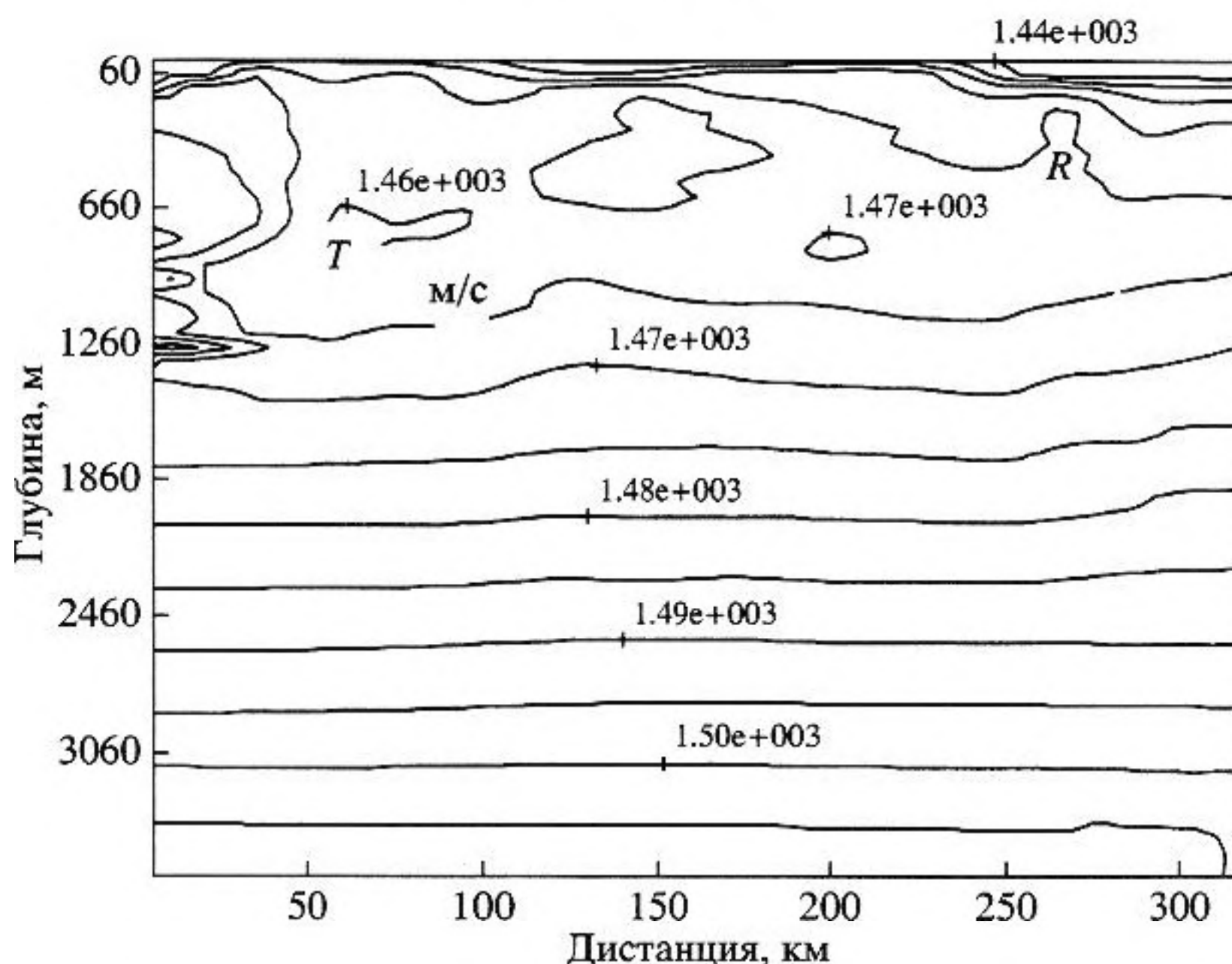


Рис. 2. Изолинии постоянных скоростей звука в поперечном сечении пролива.

самых сильных неоднородностей. Это является обязательным условием сохранения типа лучей. Глубина нижних точек заворота этих лучей близка к 1800 м, где скорость звука составляет 1475 м/с. В приповерхностных слоях скорость звука была около 1460 м/с. При этой разнице в 15 м/с луч не касался дна. Данные обстоятельства ограничивают длину акустической трассы глубоководной частью пролива Фрама. Расположение источника (T) и приемника (R) изображено на рис. 2. Предполагалось, что источник находится на глубинах 100 и 1500 м в 80 км от острова Земля принца Карла. Длина акустической трассы была равной 210 км. Расчеты выполнены для различных значений глубины точек приема. Изменяя ее в диапазоне нескольких сотен метров, можно было смещать координаты точек касания лучей поверхности моря. Это позволило оценить скорость течения на десяти участках трассы.

Как уже упоминалось, метод сцинтилляций основан на анализе флуктуаций сигнала, вызванных неоднородностями водной среды, переносимыми течением. Поэтому для моделирования метода было необходимо создать трехмерное поле неоднородностей с заданными характеристиками. Тогда перенос этого поля через акустическую трассу может имитировать течение. Перенос поля со скоростью, одинаковой по всей длине трассы, имитирует однородное течение. В противном случае течение будет неоднородным по трассе, что характерно для пролива Фрама. При его имитации поле разделяется на полосы, движущиеся с различной скоростью. Поскольку скорость звука $c(z, r)$ в проливе зависит не только от наличия не-

однородностей, но и от участка акустической трассы, вначале следует определить, что называть неоднородностями. В качестве исходного материала использовано распределение $c(z, r)$, полученное по измерениям исследовательского судна "Polarstern" (рис. 2). Оно представлено выборочными значениями по z на 64 горизонтах и по расстоянию вдоль трассы r с шагом 5 км. Для каждого r_i функция $c(z_j, r_i)$ с использованием метода наименьших квадратов представлена полиномом 3-й степени. Полученные функции $c_0(z, r_i)$ приняты за регулярные составляющие поля скоростей звука. Неоднородности поля определены как разность

$$\delta c_0(z_j, r_i) = c(z_j, r_i) - c_0(z_j, r_i). \quad (1)$$

В качестве статистических характеристик поля неоднородностей рассчитана их дисперсия Δ_0^2 и пространственный спектр. Последующие реализации поля получены путем добавления в каждой его точке случайной величины. Чтобы обеспечить медленность изменений поля, добавки были малыми (не превосходящими $\pm 0.1\Delta_0$). Его пространственные характеристики оставались относительно стабильными при выполнении двух дополнительных условий: случайная добавка в k -той реализации принималась, если удовлетворялись неравенства

$$[\delta c_k(z_j, r_i) - \delta c_{k-1}(z_j, r_i)] \times [\delta c_{k-1}(z_j, r_{i+1}) - \delta c_{k-1}(z_j, r_i)] \geq 0, \quad (2)$$

$$[\delta c_k(z_j, r_i) - \delta c_k(z_{j-1}, r_i)] \times \\ \times [\delta c_{k-1}(z_j, r_i) - \delta c_{k-1}(z_{j-1}, r_i)] \geq 0. \quad (3)$$

Иначе говоря, скорость звука в точке z_j, r_i при переходе к k -той реализации может возрастать или падать, если в предыдущей реализации она соответственно возрастала и падала с ростом r (условие (2)). Условие (3) требует совпадения знаков производных от δc_k по глубине z . На каждом шаге расчетов задавались 100 случайных чисел. Если ни одно из них не удовлетворяло неравенствам (2), (3), градиенты скорости звука приравнивались к нулю. После этого значение градиента скорости звука могло изменить свой знак. Рассчитанное поле после фильтрации и нормировок было однородным. Его дисперсия и пространственные спектры по осям z и r сохранялись одинаковыми во всех реализациях. Были рассчитаны также спектры по оси номеров реализаций k . Приравняв друг к другу интервалы корреляции поля по осям r и k , получим уравнение, позволяющее определить, какому пространственному масштабу соответствует шаг по k в поле неоднородностей, изотропном в горизонтальной плоскости на выбранном горизонте. При моделировании поле предполагалось изотропным на горизонте расположения наиболее интенсивных неоднородностей. Понятно, что, вводя в равенство некоторый коэффициент, можно моделировать поле неоднородностей, сжатых или, наоборот, растянутых в направлении течения. Усредненные статистические характеристики можно получить, если объем поля достаточно велик. В данной работе случайное поле неоднородностей представлено 12000 разрезами, подобными тому, что изображено на рис. 2.

Использованная лучевая программа позволяла рассчитывать флуктуации амплитуды и времени распространения сигналов по лучам. В работе рассматривались только флуктуации времени. Они возникают по мере смены на акустической трассе реализаций поля неоднородностей. Крупномасштабные неоднородности при постоянной скорости течения u порождают медленные флуктуации, мелкомасштабные – быстрые. Если бы измерительная система состояла из двух параллельных трасс, разнесенных по течению на расстояние d , то флуктуации на обоих приемниках были бы коррелированными после компенсации временной задержки d/u . Если трассы имеют общий источник и два разнесенных приемника, коррелированные флуктуации порождают только неоднородности, расположенные на участке расходящихся трасс, где расстояние между ними близко к d . Флуктуации, порожденные неоднородностями на других участках обеих трасс, не коррелированы и играют роль помех. Коррели-

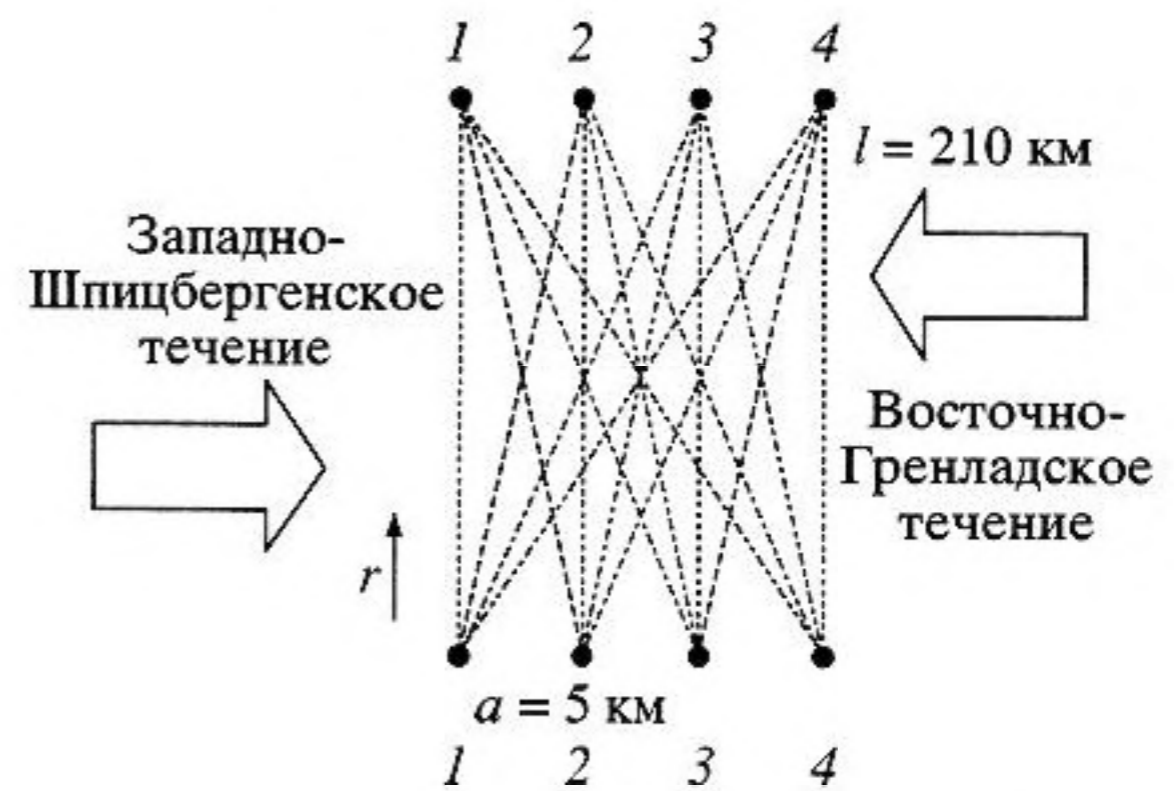


Рис. 3. Схема расположения источников и приемников в измерительной системе.

рованную часть флуктуаций можно накопить, используя группу расходящихся и сходящихся трасс. При суммировании флуктуаций их коррелированная часть накапливается быстрее, чем помеха. В качестве измерительной была принята система изображенная на рис. 3. Она состоит из 4-х источников 4-х приемников, образующих две параллельные цепочки по обоим краям пролива шириной 1. Расстояние a между элементами системы существенно меньше ширины пролива. Система позволяет организовать 16 акустических трасс, которые можно отличать друг от друга по номерам элементов и частоте излучаемого сигнала. Флуктуации времен прихода сигналов по всем 16-ти трассам складываются после введения необходимых задержек. Выбирая их, можно настроить систему на скорость u , измеряемую на расстоянии r от источников, которое приблизительно одинаково вдоль любой из трасс. Величина задержек $t_{i,j}$ между i -тым источником и j -тым приемником выбирается в соответствии с таблицей 1.

Для измерения скорости течения u на расстоянии r от источника нужно подставить это значение в выражения для задержек $t_{i,j}$ и методом перебора определить, при каком u сумма флуктуаций максимальна. Чтобы измерительная система была достаточно широкополосной по отношению к пространственным частотам, ее размеры вдоль течения выбраны умеренными: расстояние между крайними элементами (апертура) равно 15 км при $a = 5$ км. Она наиболее чувствительна к неоднородностям с размерами 4–7 км. Основываясь на модели замороженной турбулентности, можно предполагать, что такие неоднородности еще сохраняют свою форму на размере апертуры измерительной системы. Неоднородности больших размеров порождают флуктуации, коррелированные по всем трассам, и для измерений непригодны. Они отфильтровывались из пространственного спектра. Пример результатов моделирования

Таблица 1.

| | | | |
|---------------------------|------------------------------|-------------------------------|--------------------------------|
| $t_{44} = 0$ | $t_{34} = \frac{a(l-r)}{ul}$ | $t_{24} = \frac{2a(l-r)}{ul}$ | $t_{14} = \frac{3a(l-r)}{ul}$ |
| $t_{43} = \frac{ar}{ul}$ | $t_{33} = \frac{a}{u}$ | $t_{23} = \frac{a(2l-r)}{ul}$ | $t_{13} = \frac{a(3l-2r)}{ul}$ |
| $t_{42} = \frac{2ar}{ul}$ | $t_{32} = \frac{a(l+r)}{ul}$ | $t_{22} = \frac{2a}{u}$ | $t_{12} = \frac{a(3l-r)}{ul}$ |
| $t_{41} = \frac{3ar}{ul}$ | $t_{31} = \frac{a(l+r)}{ul}$ | $t_{21} = \frac{a(2l+r)}{ul}$ | $t_{11} = \frac{3a}{u}$ |

изображен на рис. 4. Здесь система настраивалась на $r = 20, 40$ и 160 км. Максимумы дисперсии сумм флуктуаций, усредненных по 12000 реализациям, оказались расположенными вблизи значений скорости течения $-0.1, -0.05$ и 0.02 м/с. Отрицательные значения скорости соответствуют направлению на север.

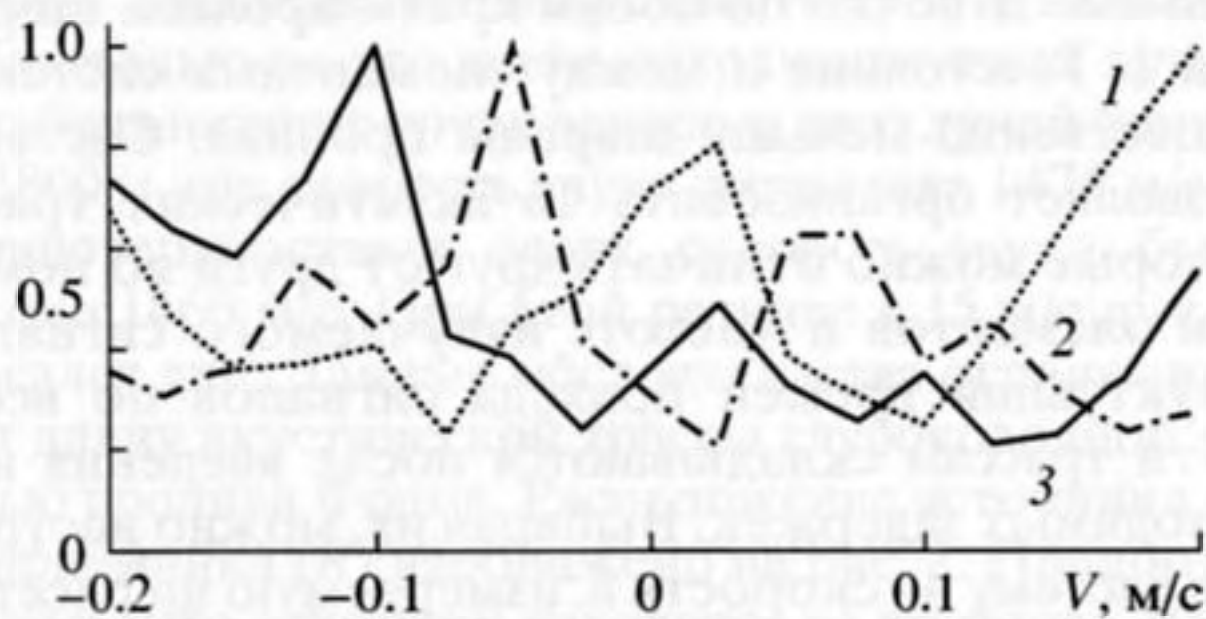


Рис. 4. Дисперсия суммарного сигнала в зависимости от скорости течения при настройке системы $r = 20$ км (кривая 1), 40 км (2) и 160 км (3).

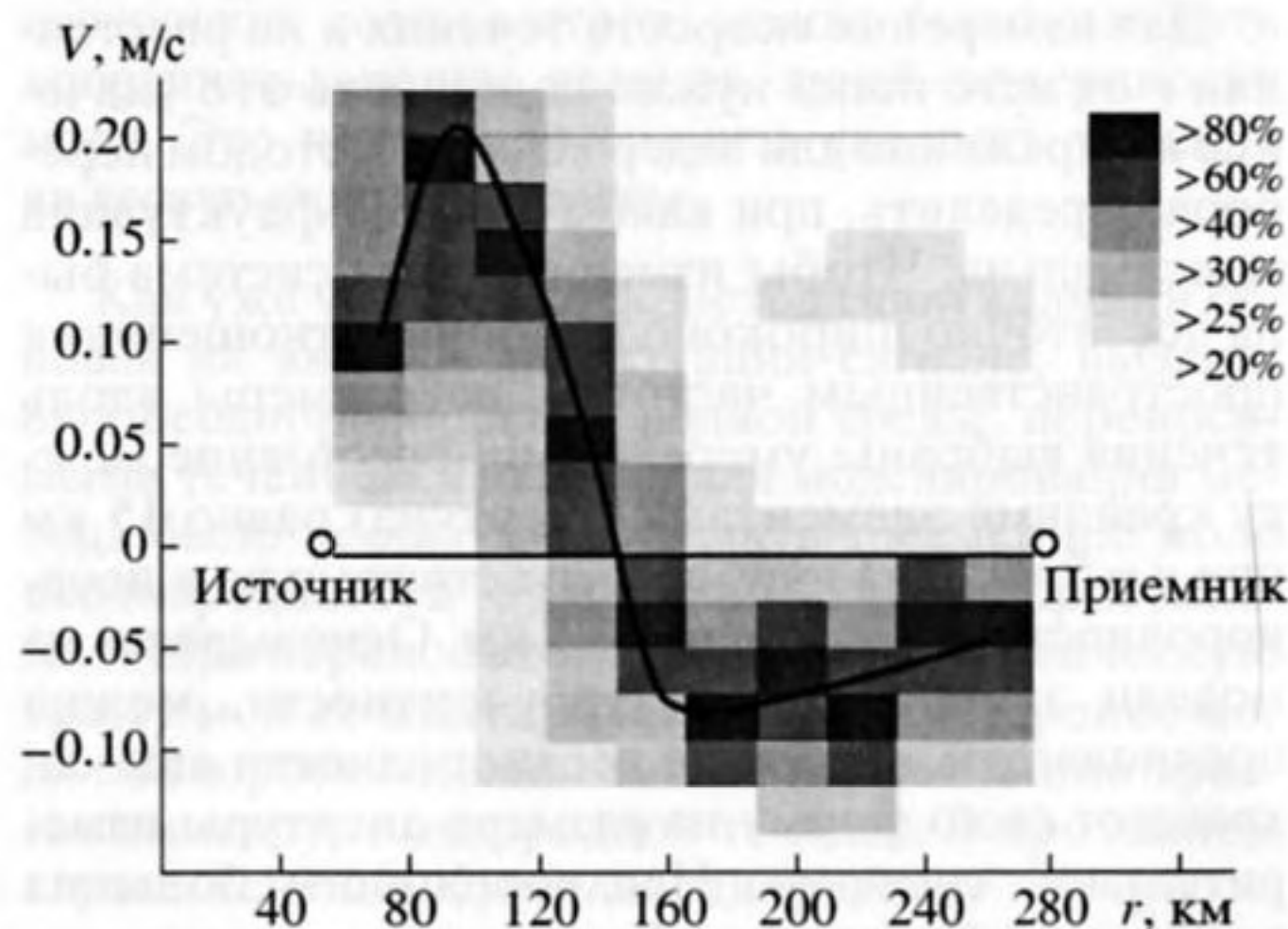


Рис. 5. Заданное распределение скорости течения в поперечном сечении пролива (сплошная кривая) и результаты оценки методом синцитилляций.

Результаты измерений всего распределения скорости течения в проливе изображены на рис. 5. Они получены в соответствии со следующей процедурой. Сначала на основе данных атласа [17] была определена функция, описывающая направление и скорость течения в поперечном сечении пролива. Она изображена на рис. 5 сплошной линией. В отличие от [17] течение принято баротропным. Далее течение имитировалось движением трехмерного поля неоднородностей. При этом оно разбивалось вертикальными плоскостями на 10 слоев приблизительно одинаковой ширины так, что в середине каждого из слоев оказывалось место выхода луча на поверхность моря. Напомним, что при расчетах использовалось два набора горизонтов расположения источников и приемников. Это удваивало число касаний лучами поверхности пролива. Каждый из слоев двигался поперек трассы со скоростью, равной заданной на этом участке трассы. Измерительная система предварительно настраивалась на координаты точек выхода лучей на поверхность, а затем в каждой из них производился перебор возможных значений скорости с шагом 0.025 м/с. Результаты расчетов изображены на рис. 5 прямоугольниками. Как легко заметить, моделирование хорошо представляет распределение скорости течения в проливе, что говорит о возможности дистанционного слежения за этим течением посредством акустического зондирования. Максимальная ошибка имеет величину, близкую 0.03 м/с.

Обсуждение результатов целесообразно начать с принятой модели течения. Оно не учитывает влияния поверхностного волнения, внутренних волн и ледового покрытия. Каждый из этих факторов может привести к флуктуациям времени прихода зондирующих импульсов порядка 10 мс [20–22]. Среднеквадратичное значение флуктуаций, обусловленных принятой моделью мелко-масштабных неоднородностей, близко к 5 мс, т.е. полезный эффект имеет тот же порядок, что и помеха. Однако ситуацию можно улучшить, используя накопление во времени. В самом деле, измерение структуры течения производится, как

указано ранее, по флуктуациям времени прихода зондирующих импульсов по трассам измерительной системы. Точность измерения времени прихода сигнала зависит от формы импульса и отношения сигнала к помехе в месте приема [23]. Если, например, огибающая зондирующего импульса имеет форму гауссовской кривой,

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

с дисперсией σ^2 , то среднеквадратичная ошибка определения времени прихода t_0

$$\sigma_t \geq \frac{\sigma N}{S},$$

где S – усредненная амплитуда импульса в месте приема, а N – среднеквадратичное значение шума, когда импульс отсутствует. Если волновод не содержит неоднородностей, то, используя достаточно мощные источники, можно уменьшить σ_t до требуемой величины. К сожалению, величину σ в значительной мере определяют неоднородности волновода и шероховатости на его верхней границе, обусловленные волнением или ледовым покровом. Рассеянный на поверхности сигнал приходит на приемник в моменты времени, отличные от момента прихода основного сигнала, что приводит к расширению суммарного импульса. При симметричном расширении можно применить накопление по огибающей нескольких импульсов. В самом деле, характерный период флуктуаций, вызванных неоднородностями, определяется временем их существования на акустической трассе. Средний размер использованных неоднородностей равен 6 км. Взяв заведомо завышенную скорость течения 1 м/с, получим время пересечения, равное 100 минутам. Излучая посылки каждую минуту и складывая принятые сигналы по их огибающим, можно улучшить отношение сигнала к помехе в 10 раз за счет усреднения быстрых флуктуаций, порождаемых волнением и шероховатостями ледового покрова. Если принимаемый импульс расширяется несимметрично, возникают сдвиги в оценках времени прихода. Определение их величин требует отдельного исследования.

Рассмотренная система может быть применена на практике. Главной трудностью при ее использовании будет необходимость определения действительного положения излучающих и приемных элементов системы, закрепленных на трассе, растянутом между якорем и притопленным бумом. В настоящее время эта задача решается путем использования донных акустических маяков, расположенных вблизи излучателей и приемников.

Остается напомнить, что измерения производились по сигналам, пришедшим по лучам, не изменяющим своего типа в ходе измерений. В про-

цессе моделирования они выделялись по времени прихода сигналов внутри некоторого диапазона времен. На практике можно добавить также и угол прихода луча. Для этого цепочка приемников должна быть заменена цепочкой вертикальных антенн.

Подведем итоги. Математическое моделирование показывает, что в проливе Фрама может быть развернута акустическая система, позволяющая измерять скорость течения воды на отдельных участках поперечного сечения пролива. Система состоит из горизонтальных цепочек излучателей и приемников, расположенных по обе стороны пролива и образующих набор акустических трасс. Среди лучей, соединяющих источники и приемники сигналов, выделяются те, которые не касаются дна и не изменяют своего типа под воздействием неоднородностей, переносимых течением. Выделение лучей производится посредством стробирования во времени, а в сложных случаях – еще и по углу прихода. На каждой из трасс измеряются флуктуации времени распространения сигналов по этим лучам. Предполагается, что на расстояниях порядка трех характерных размеров неоднородностей водной среды справедлива гипотеза о замороженной турбулентности. Тогда флуктуации времен распространения сигналов по этим лучам на каждой из трасс оказываются частично коррелированными после введения задержек времени, рассчитанных для данного расстояния от источника и скорости течения. Дисперсия суммы флуктуаций по всем трассам максимальна при правильных значениях расстояния и скорости течения. Необходимым условием наличия лучей, не касающихся дна и не изменяющих своего типа в турбулентном потоке, является достаточная глубина пролива. Луч выходит на поверхность, если скорость звука в нижней точке его заворота больше, чем в приповерхностных слоях, заполненных неоднородностями. Глубоководная часть пролива Фрама удовлетворяет этим требованиям.

Работа выполнялась при поддержке гранта CRDF проект № RG2-2333-MO-02 и гранта EST. CLG проект № 977890.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aagard K., Carmack E.C. The Arctic Ocean and Climate: A perspective. In "Polar Oceans and Their Role in Shaping Global Environment". AGU Geophysical Monography 85. P. 5–20 (1994).
2. Johannessen O.M., Bjargo E., Milas M.W. Global warming and the Arctic // Science 271. P. 129 (1996).
3. Naugolnykh K., Johannessen O., Esipov I., Ovchinnikov O., Tuzhilkin Yu., Zosimov V. Numerical simulation of remote acoustic sensing ocean temperature in Fram Strait environment // J. Acoust. Soc. Amer. V. 104(2). Pt. 1. 1998. P. 738–746.

4. Worcester P.F. Reciprocal acoustic transmission in a mid-ocean environment // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 52(4). 1977. P. 895–905.
5. Munc W.H., Worcester P., Wunch C. *Ocean Acoustic Tomography*. Cambridge University Press. Cambridge. 1995.
6. Годин О.А., Михин Д.Ю., Молчанов С.А. О приближении эффективной скорости звука в акустике движущихся сред // *Известия АН. Физика атмосферы и океана*. 1993. Т. 29. № 2. С. 194–201.
7. Годин О.А., Михин Д.Ю., Мохов А.В. Акустическая томография океанических течений по методу согласованной невзаимности // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 4. С. 501–509.
8. Курьянов Б.Ф., Нефедов Л.М. Спектральные характеристики флуктуаций амплитуд тональных сигналов, распространяющихся в океане. Доклад на 9 всесоюзной акустической конференции. Секция Д. С. 65–68. Москва, 1977.
9. Фукс И.М. Когерентность флуктуаций амплитуды и фазы частотно разнесенных сигналов, распространяющихся в турбулентной среде // *Радиотехника и электроника*. 1975. № 3. С. 515–524.
10. Fuchs I., Naugolnykh K., Charnotskii M. Multi-frequency scintillation method of ocean flow measurement // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 106(2). 1999. P. 2119.
11. Fuchs I., Charnotskii M., Naugolnykh K. A multi-frequency scintillation method for ocean flow measurement // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 109(6). 2001. P. 2730–2738.
12. Lee R.W. Remote probing using spatially filtered apertures // *Journal of the optical society of America*. 1974. V. 64. № 10. P. 1295–1303.
13. Crawford G.B., Lataitis R.J., Clifford S.F. Remote sensing of ocean flows by spatial filtering of acoustic scintillations: Theory // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 88(1). 1990. P. 442–454.
14. Farmer D.M., Crawford G.B. Remote sensing of ocean flows by spatial filtering of scintillations: Observations // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 90(3). 1991. P. 1582–1591.
15. Никифоров Е.Г., Шнайхер А.О. Закономерности формирования крупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного ледовитого океана. Л. Гидрометеоздат. 1980. 267 стр.
16. Gladfelder A.G. *Oceanography of the Greenland sea. V/59 Atka (AGB-3) survey summer 1962 U.S. Nav Ocean off. Washington*, 1964. 120 p.
17. Атлас океанов. Северный ледовитый океан. Минобороны СССР. Военно-морской флот. 1980.
18. Johannessen O.M., Johannessen J.A., Svendsen E., Schuchman R.A., Campbell J., Josberg E. Ice-edge eddies in the Fram Strait marginal zone // *Science* 236. 1987. P. 427–429.
19. Smith K.B., Brown V.G., Tappert F.D. Ray chaos in underwater acoustics // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 91(4). 1992. P. 1939–1959.
20. Lynch J.F., Jin G., Pawlowicz R., Ray D., Plueddemann A.J., Chiu C.-S., Miller J.H., Bourke R.H., Parsons A.R., Muench R. Acoustic travel-time perturbations due to shallow-water internal waves and internal tides in the Barents Sea Polar Front: Theory and experiment // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 99(2). 1996. P. 803–821.
21. Noble K.J., Flatte S.M. Predicting acoustic effects of internal waves from the climatology of the world ocean // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 107(2). 2000. P. 747–757.
22. Gerber J.S., Flatte S.M. The intensity coherence function of time for partially saturate acoustic propagation through ocean internal waves // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 109(2). 2001. P. 528–537.
23. Flatte S.M., Stoughton R.B. Theory of acoustic measurement of internal wave strength as a function of depth, horizontal position and time // *J. Geophysical Research*. V. 91. № C6. 1986. P. 7709–7720.

Sound Signal Scintillation Approach in the Acoustic Modeling of the Current Speed Profile in the Fram Strait

I. B. Esipov*, O. M. Johannessen**, K. A. Naugolnykh***,
O. B. Ovchinnikov*, and Yu. I. Tuzhilkin*

* *Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow 117036 Russia*
e-mail: ibesipov@akin.ru

** *Nansen Environment and Remote Sensing Center, Bergen, Norway*

*** *Environmental Technologies Laboratory NOAA (Zeltech), University of Colorado, 803303 Boulder, USA*

Abstract—The results of mathematical model measurements of the speed of the transverse current in the Fram Strait are presented. The method is based on the statistical processing of the propagation time fluctuations of the probing signals along 16 acoustic tracks. The dependence of the sound velocity on depth is assumed to correspond to winter conditions. For the imitation of the current, the three-dimensional field of environmental inhomogeneities observed in the strait is computed. The complex profile of the current in the direction across the strait is represented by the motion of 10 layers of this field that move with different velocities. The measuring system consists of four transmitters and four receivers positioned near both coasts of the strait. The rays used for the measurements do not touch the bottom and do not change their type under the effect of environmental inhomogeneities crossing the acoustic tracks.