АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2008, том 54, № 4, с. 565–574

АКУСТИКА ОКЕАНА, ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.222.1

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЗАДЕРЖЕК ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ТЫСЯЧЕКИЛОМЕТРОВЫХ ТРАССАХ

© 2008 г. А. Л. Вировлянский, А. Ю. Казарова, Л. Я. Любавин

Институт прикладной физики РАН 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

E-mail: viro@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 10.07.07 г.

Большинство схем акустического мониторинга температурных полей океана основано на измерениях вариаций так называемых времен прихода лучей – времен пробега звуковых импульсов вдоль различных лучевых траекторий, соединяющих источник и приемник. Решение обратной задачи существенно затрудняется тем обстоятельством, что при регистрации сигналов точечным приемником удается разрешать лишь звуковые импульсы, распространяющиеся вдоль крутых лучей. В значительной мере это обусловлено явлением лучевого хаоса, который хорошо развит на дистанциях порядка тысячи километров. В данной работе показано, что использование вертикальной приемной антенны позволяет смягчить указанное ограничение. Здесь предложена процедура пространственно-временной обработки, основанная на существовании характеристик распределения приходов лучей в плоскости "время-глубина", остающихся устойчивыми даже в условиях лучевого хаоса.

PACS: 43.30.Qd, 43.30.Pc

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство схем акустического мониторинга температурных полей океана основано на измерениях так называемых времен прихода лучей – времен пробега звуковых импульсов вдоль лучевых траекторий, соединяющих источник и приемник [1, 2, 3]. При решении обратной задачи входными параметрами служат вариации этих времен, которые вызваны подлежащими восстановлению крупномасштабными неоднородностями температурных полей с горизонтальными размерами порядка 100 километров и более. Основным фактором, препятствующим разрешению импульсов, приходящих по отдельным лучам, являются случайные флуктуации показателя преломления, вызванные внутренними волнами [4]. Несмотря на свою слабость, эти флуктуации порождают лучевой хаос и существенно искажают структуру поля на дистанциях порядка тысячи километров. На длинных трассах во времени разрешаются лишь звуковые импульсы, приходящие в точку приема по крутым лучам [2, 3, 5].

Можно было бы ожидать, что использование вертикальной антенны с узкой диаграммой направленности поможет увеличить количество разрешаемых импульсов. Однако на частотах порядка 100 Гц, используемых в опытах по дальнему распространению звука в океане, ширина диаграммы, как правило, превышает угловое расстояние между направлениями прихода соседних – в особенности пологих – лучей. Поэтому формирование диаграммы мало помогает при разрешении сигналов, приходящих вдоль лучей, имеющих близкие времена и близкие углы прихода.

В данной работе предложен другой способ пространственно-временной обработки сигналов, позволяющий измерять задержки сигналов, приходящих не только по крутым, но и по относительно пологим траекториям. Наш подход основан на том, что распределение приходов лучей в плоскости "время – глубина" имеет некоторые характерные черты, которые устойчиво проявляются даже в условиях лучевого хаоса. Описание предлагаемого подхода ведется на конкретном численном примере. Рассматривается измерение задержек сигналов под влиянием мезомасштабной неоднородности скорости звука, вызванной синоптическим вихрем.

Материал статьи расположен следующим образом. Разд. 2 посвящен описанию математической модели волновода, используемой далее. В этом разделе приведены основные уравнения для описания звукового поля, указаны параметры невозмущенного профиля скорости звука, мезомасштабной неоднородности и поля внутренних волн. В разд. 3 обсуждаются устойчивые характеристики распределения времен прихода лучей и их проявления при конечной длине волны. Базирующийся на их существовании метод измерения вариаций времен прихода лучей изложен в разд. 4. Краткое обсуждение полученных результатов проводится в разд. 5.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И МОДЕЛЬ ВОЛНОВОДА

Пренебрегая горизонтальной рефракцией лучевых траекторий, рассмотрим простую, но вполне реалистичную двумерную модель подводного звукового канала (ПЗК) в глубоком море. Полагаем, что поле скорости звука представлено в виде

$$c(r, z) = c_0(z) + \delta c(r, z), \qquad (1)$$

где r – дистанция, z – глубина, $c_0(z)$ – плавный невозмущенный профиль, а $\delta c(r, z)$ – возмущение, обусловленное температурными неоднородностями среды. В малоугловом приближении комплексная амплитуда звукового поля $V(r, z, \omega)$ на несущей (угловой) частоте ω задается параболическим уравнением [6, 7, 8]

$$\frac{i}{k}\frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{1}{2k^2}\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + U(r, z)V, \qquad (2)$$

где

$$U(r, z) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\bar{c}^2}{c^2(r, z)}\right), \qquad (3)$$

$\bar{c}$ – скорость звука (около 1.5 км/с), удовлетворяющая условию $|c(r, z) - \bar{c}| \ll \bar{c}$, $k = \omega/\bar{c}$ – волновое число. Зависимость поля от времени выражается множителем $\exp(-i\omega t)$.

Будем рассматривать ситуацию, когда поле возбуждается точечным источником с координатами $r = 0$ и $z = z_0$. В этом случае уравнение (2) следует решать с начальным условием

$$V(0, z, \omega) = S(\omega)\delta(z - z_0). \qquad (4)$$

Поле импульсного сигнала в точке наблюдения (r, z) выражается интегралом по частоте

$$v(r, z, t) = \int d\omega S(\omega) V(r, z, \omega)\exp[i\omega(r/\bar{c} - t)]. \qquad (5)$$

В этой формуле $S(\omega)$ задает спектр излученного импульса

$$s(t) = \int d\omega S(\omega)\exp(-i\omega t). \qquad (6)$$

В приближении геометрической оптики комплексная амплитуда поля выражается через параметры лучевых траекторий. Траектория $z(r)$ задается уравнениями Гамильтона, которые в малоугловом приближении имеют вид [9, 10]

$$\frac{dz}{dr} = p, \quad \frac{dp}{dr} = -\frac{\partial U}{\partial z}. \qquad (7)$$

Величина p является аналогом механического импульса и связана с углом скольжения луча χ соотношением $p = \operatorname{tg}\chi$. Поле в точке наблюдения (r, z) представляет сумму сигналов, пришедших по всем лучам, соединяющим данную точку с источником. В случае монохроматического поля вклад одного луча равен

$$V(r, z, \omega) = \sqrt{\frac{k}{2\pi i|\partial z/\partial p_0|}}\exp(ik\sigma), \qquad (8)$$

где p_0 – начальный импульс луча, а σ – эйконал (аналог механического действия), заданный интегралом

$$\sigma(r, z) = \int\left(\frac{p^2}{2} - U(r, z)\right)dr, \qquad (9)$$

который вычисляется вдоль лучевой траектории [9, 10]. Подставляя (8) в (5) и учитывая, что траектория не зависит от частоты, получаем приближенное выражение для вклада одного луча в суммарное волновое поле, возбужденное импульсным источником в точке наблюдения. Оно задается соотношением

$$v(r, z, t) = \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{2\pi i\bar{c}|\partial z/\partial p_0|}}s\left(t - \frac{r}{\bar{c}} - \sigma(r, z)\right), \qquad (10)$$

где $\bar{\omega}$ – центральная частота излученного сигнала.

Далее все наши общие рассуждения о задержках импульсных сигналов и способе их измерения будут иллюстрироваться на конкретном примере. Предполагается, что возмущение $\delta c(r, z)$ имеет вид суммы

$$\delta c(r, z) = \delta c_m(r, z) + \delta c_i(r, z), \qquad (11)$$

где слагаемые $\delta c_m(r, z)$ и $\delta c_i(r, z)$ определяют вклады соответственно мезомасштабной неоднородности и флуктуаций скорости звука, вызванных внутренними волнами, соответственно. В итоге поле скорости звука задается тремя функциями $c_0(z)$, $\delta c_m(r, z)$ и $\delta c_i(r, z)$.

Невозмущенный профиль скорости звука. Следуя работе [11], в качестве $c_0(z)$ возьмем так называемый профиль Манка

$$c_0(z) = \bar{c}(1 + \varepsilon(\exp[2(z - z_a)/B] - 2(z - z_a)/B - 1)) \qquad (12)$$

с параметрами $\bar{c} = 1.487$ км/с, $z_a = -0.7$ км, $\varepsilon = 0.00238$ и $B = 0.485$ км. Здесь и далее предполагается, что ось z направлена вертикально вверх и поверхность воды находится на горизонте $z = 0$. Профиль $c_0(z)$ показан в левой части рис. 1.

Флуктуации скорости звука, вызванные внутренними волнами. Функция $\delta c_i(r, z)$ представляет собой реализацию двумерного случайного поля. Для ее генерации мы воспользуемся методом, предложенным в работе [12]. Более подробное описание используемой модели можно найти в работах [13–16]. Здесь лишь укажем, что спектр зависимости возмущения от горизонтальной координаты r сосредоточен в интервале простран-

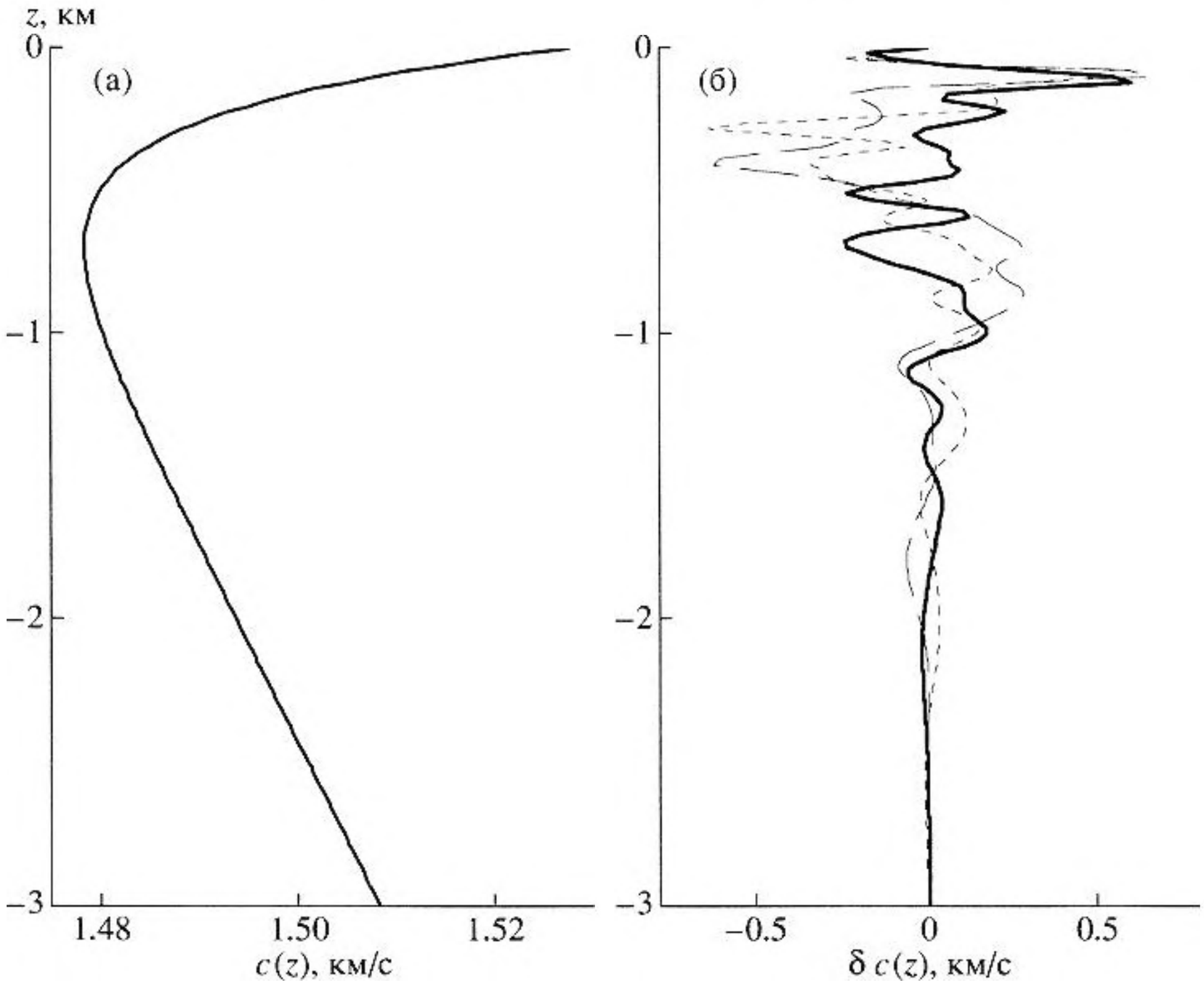

Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука $c_0(z)$ (слева) и вертикальные сечения возмущения $\delta c(r, z)$ на трех разных дистанциях (справа).

ственных частот от $2\pi/100$ км$^{-1}$ до $2\pi/4$ км$^{-1}$, а среднеквадратичная амплитуда δc вблизи поверхности равна 0.5 м/с и спадает с глубиной по закону $\exp(-z/L)$, где $L = = 0.66$ км. В правой части рис. 1 изображены вертикальные сечения поля $\delta c(r, z)$ на трех разных дистанциях.

Мезомасштабная неоднородность. Рассмотрим неоднородность, моделирующую влияние синоптического вихря [17, 18] и заданную функцией

$$\delta c_m(r, z) = c_1 \exp\left(-\frac{(r-r_1)^2}{\Delta r^2} - \frac{(z-z_1)^2}{\Delta z(r)}\right), \qquad (13)$$

где

$$\Delta z(r) = \Delta z_c - \Delta z_v \exp\left(-\frac{(r-r_v)^2}{\Delta r_v}\right), \qquad (14)$$

$c_1 = -0.005$ км/с, $r_1 = 500$ км, $z_1 = -1$ км, $\Delta r = 80$ км, $\Delta z_c = 0.5$ км, $\Delta z_v = 0.25$ км, $r_v = 520$ км, $\Delta r_v = 20$ км. Изолинии поля скорости звука $c_0(z) + \delta c_m(r, z)$ показаны на рис. 2.

Источник излучения. Предполагается, что точечный источник звука расположен на глубине $z_0 = -0.8$ км, то есть недалеко от оси ПЗК (минимума $c_0(z)$). Функции $S(\omega)$ и $s(t)$, задающие излученный импульс, имеют вид

$$S(\omega) = \frac{T}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{T^2(\omega-\bar{\omega})^2}{2}\right),$$
$$s(t) = \exp\left(-i\bar{\omega}t - \frac{t^2}{2T^2}\right). \qquad (15)$$

Характерный масштаб огибающей этого импульса $T = 1/60$ с, а частота заполнения $\bar{\omega}/2\pi = 75$ Гц.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИХОДОВ ЛУЧЕЙ В ПЛОСКОСТИ ВРЕМЯ–ГЛУБИНА

Несмотря на то, что слабые флуктуации скорости звука, обусловленные внутренними волнами, вызывают лучевой хаос, начальная часть импульсного сигнала, формируемая крутыми лучами, даже на трассах длиной порядка тысячи километров остается удивительно стабильной. Наиболее наглядно эта стабильность видна на так называемой t–z диаграмме (в англоязычной литературе ее называют timefront), показывающей распределение приходов лучей в плоскости время–глубина. На рис. 3 приведены t–z диаграммы на дистанции $r = 1500$ км, построенные путем прямого численного расчета лучевых траекторий в описанной выше модели волновода. На этих и всех следующих графиках время t отсчитывается

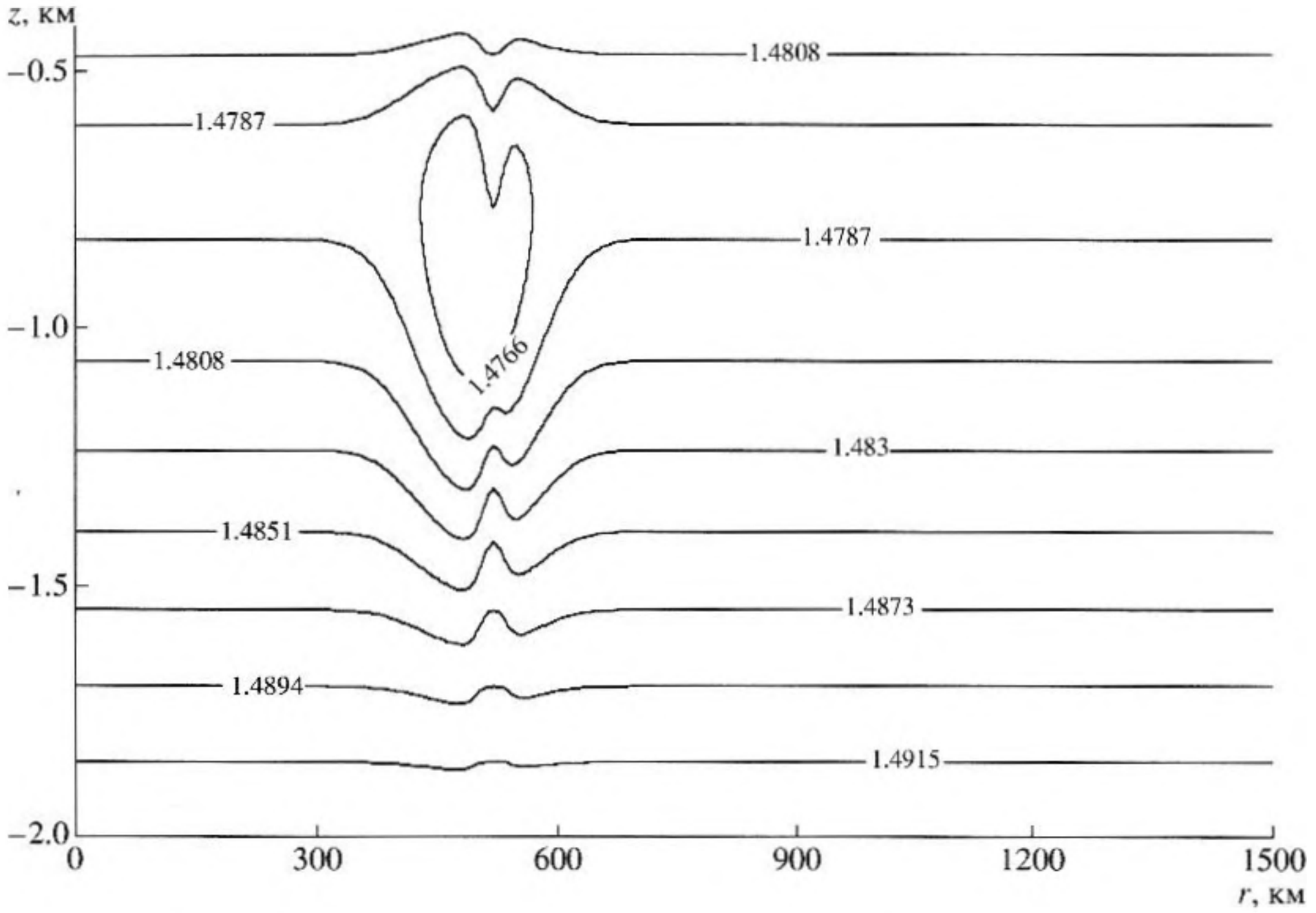

Рис. 2. Изолинии поля скорости звука в присутствии синоптического вихря.

от величины $r/\bar{c}$ = 1014.7 с. Расчет выполнен для 50000 траекторий, вышедших из точечного источника. Начальные импульсы p_0 этих лучей равномерно заполняют интервал, отвечающий диапазону углов скольжения ±12.5°. В верхней части рис. 3 показана t–z диаграмма в невозмущенном волноводе ($\delta c = 0$). Средний и нижний графики показывают аналогичные диаграммы в присутствии синоптического вихря ($\delta c_m \neq 0$, $\delta c_i = 0$), а также в присутствии и вихря и внутренних волн ($\delta c_m \neq 0$, $\delta c_i \neq 0$), соответственно.

Каждая точка на t–z диаграмме изображает приход одного луча. В отсутствие внутренних волн точки образуют непрерывные кусочно-ломаные линии. При этом каждый сегмент (отрезок ломаной линии) формируется лучами с одинаковыми идентификаторами $\pm M$, где ± – знак угла выхода луча из источника, а M – количество точек поворота траектории на пути до дистанции наблюдения. Таким образом, каждому сегменту отвечает свой идентификатор. В глубоководных ПЗК времена прихода лучей, как правило, растут с ростом M. Поэтому параметры M сегментов на t–z диаграмме растут слева направо.

В рассматриваемом примере мезомасштабное возмущение вызывает уменьшение скорости звука (холодный вихрь), что приводит к увеличению времен пробега звуковых импульсов. При этом сегменты t–z диаграммы сдвигаются вправо по отношению к сегментам с такими же идентификаторами при $\delta c = 0$.

В присутствии внутренних волн зависимость между временем прихода луча и его вертикальной координатой (нижний график) также выражается непрерывной функцией. Однако в условиях хаоса эта линия на длинной трассе становится настолько сложной, что наш веер лучей оказывается недостаточно плотным для визуализации ее непрерывности. Случайный разброс точек на t–z диаграмме служит индикатором лучевого хаоса. При этом приходы лучей с одинаковыми идентификаторами образуют компактно расположенные множества точек, которые мы называем размытыми сегментами. В глубоководных акустических волноводах времена прихода возмущенного и невозмущенного лучей (речь идет о возмущении, вызванном внутренними волнами), имеющих одинаковый идентификатор и соединяющих одни и те же точки волновода, даже на дистанциях порядка тысячи километров различаются сравнительно мало [5]. Этим объясняется как компактность размытых сегментов, так и тот факт, что каждый из них мало смещен относительно невозмущенного сегмента с тем же идентификатором [5, 13]. Наименее чувствительными к влиянию внутренних волн являются сегменты с малыми M,

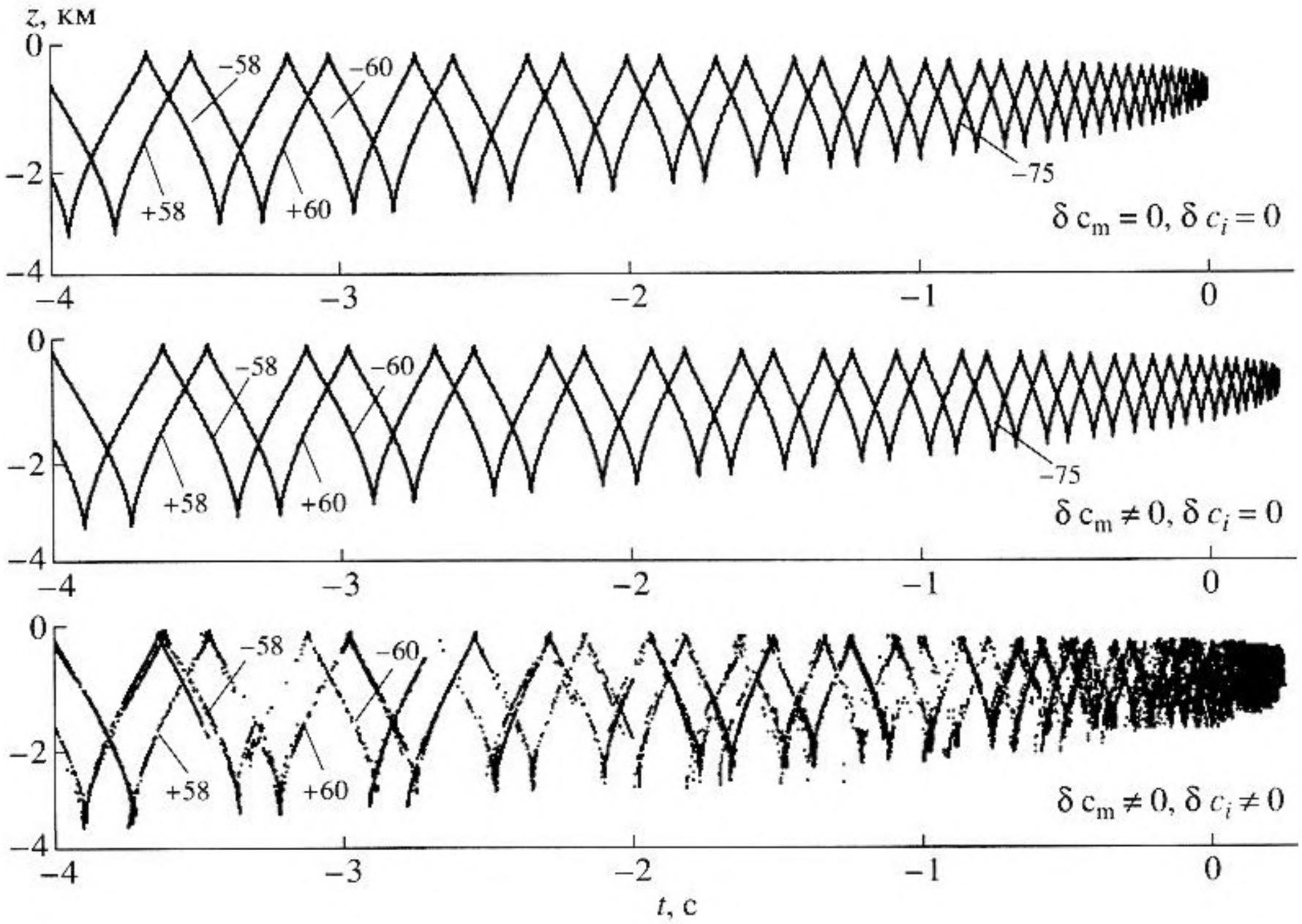

Рис. 3. Распределения времен прихода лучей в плоскости время-глубина (t–z диаграммы) на дистанции 1500 км. Вверху: невозмущенный волновод. В середине: в присутствии синоптического вихря. Внизу: в присутствии вихря и внутренних волн.

формируемые крутыми лучами. Именно этим объясняется стабильность и предсказуемость начальной части принимаемого сигнала, наблюдаемая на тысячекилометровых трассах в натурных и численных экспериментах [3].

При регистрации сигнала на заданной глубине z_r, времена прихода лучей определяются пересечениями t–z диаграммы с горизонтальной линией $z = z_r$. В волноводе без внутренних волн пересечение с каждым сегментом диаграммы задает один луч. В условиях хаоса (при $\delta c_i \neq 0$) пересечение с размытым сегментом задает целый кластер хаотических лучей с близкими временами прихода [5].

На рис. 4 показано распределение интенсивности звукового поля в плоскости время-глубина. Оно рассчитано путем численного решения параболического уравнения (2) на сетке частот с последующим синтезом импульсного сигнала по формуле (10). Верхний, средний и нижний графики построены для тех же моделей среды, что и соответствующие графики на рис. 3. Как видим, в отсутствие внутренних волн t–z диаграмма неплохо предсказывает распределение звуковой энергии в плоскости время–глубина, включая сдвиги сегментов этого распределения под влиянием мезомасштабной неоднородности. В присутствии внутренних волн (нижняя часть рис. 4) хорошо разрешаются лишь начальные сегменты, отвечающие крутым лучам.

4. ИЗМЕРЕНИЕ СМЕЩЕНИЙ СЕГМЕНТОВ T–Z ДИАГРАММЫ С ПОМОЩЬЮ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Сравнение верхней и средней частей рис. 3 показывает, что в присутствии вихря сегменты сдвигаются во времени, почти не изменяя своей формы. То же самое мы видим и на рис. 4. Результаты численного моделирования позволяют предположить, что данное свойство t–z диаграмм имеет место для широкого класса мезомасштабных неоднородностей [19, 20]. Оно означает, что не имеет особого смысла следить за приходами отдельных лучей. Достаточно измерять вариации приходов целых сегментов. В работах [19, 20] показано, как на основе таких измерений можно восстанавливать вариации средней температуры океана.

На рис. 5 на одном графике показаны приходы лучей с идентификатором –75 во всех трех рассматриваемых в данной статье моделях среды: невозмущенном плоскослоистом волноводе (a), в волноводе с вихрем (b) и, наконец, в волноводе с вихрем и внутренними волнами (c). Как видим,

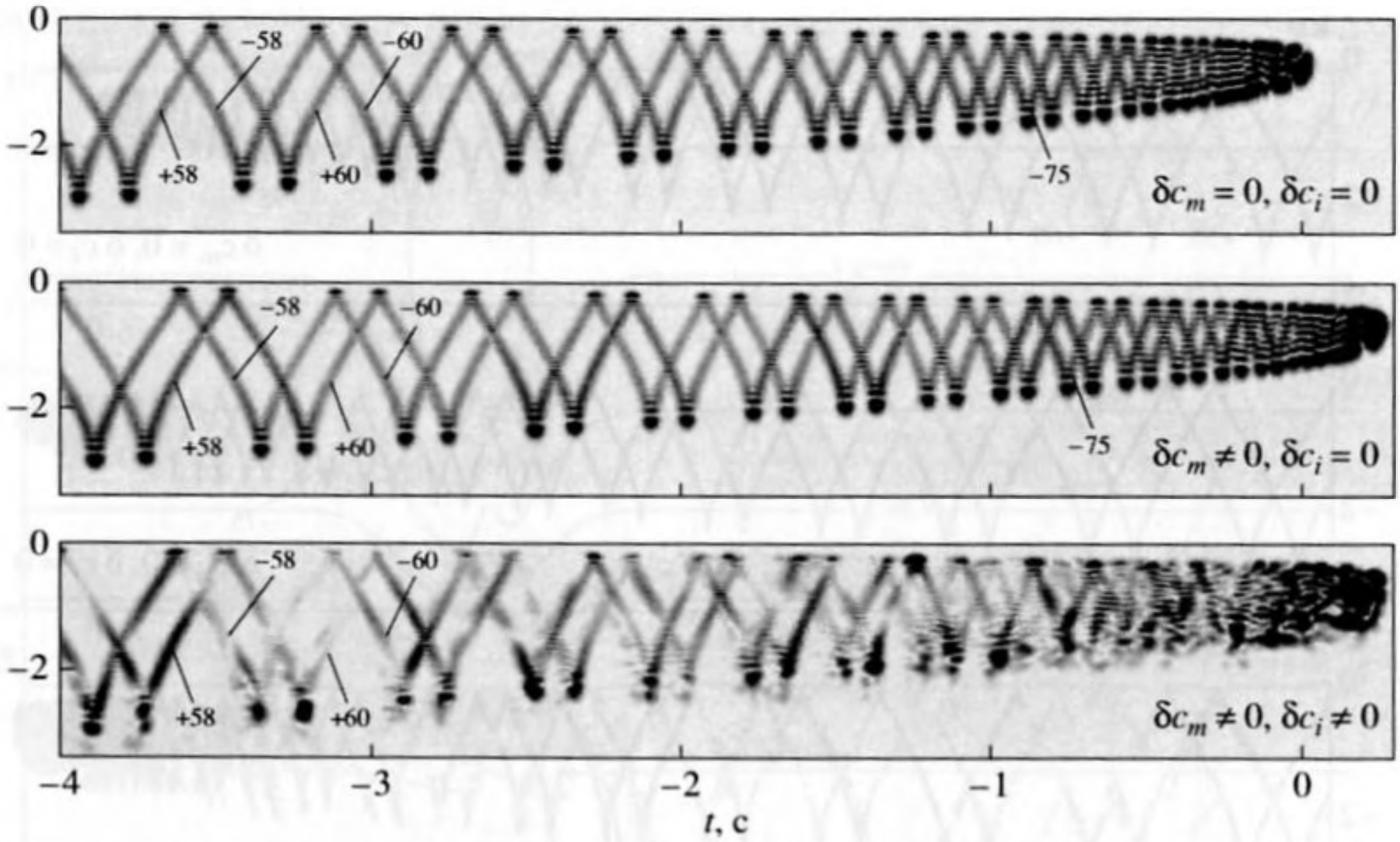

Рис. 4. Распределение интенсивности звукового поля в плоскости время-глубина на дистанции 1500 км. Вверху: невозмущенный волновод. В середине: в присутствии синоптического вихря. Внизу: в присутствии вихря и внутренних волн.

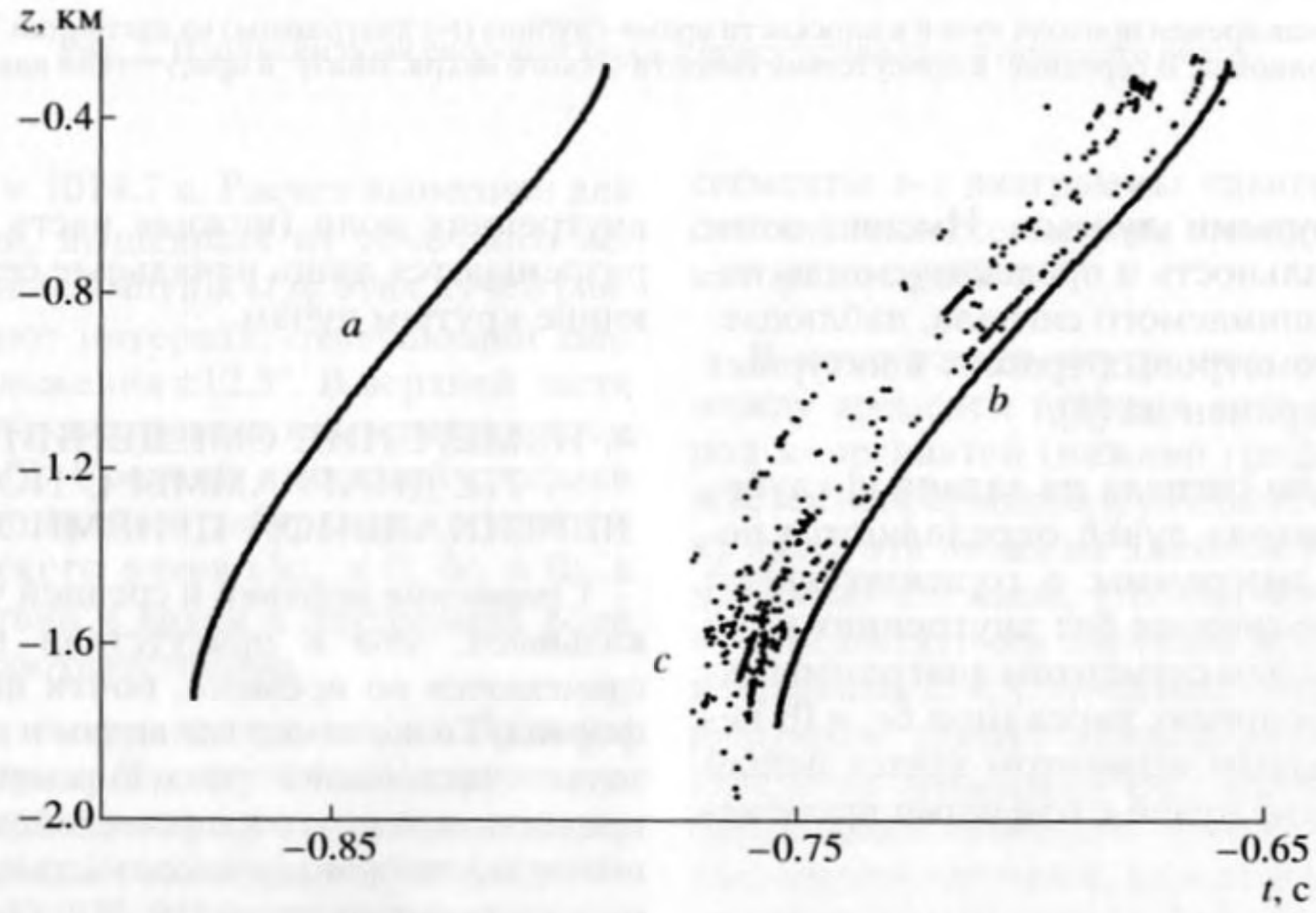

Рис. 5. Времена прихода лучей с идентификатором –75 на дистанции 1500 км в плоскости время-глубина. a: невозмущенный волновод. b: в присутствии синоптического вихря. c: в присутствии и вихря, и внутренних волн.

размытый сегмент (c) несколько сдвинут относительно сегмента (b). Здесь проявляется общее свойство времен прихода лучей подробно исследованное в работах [13, 16, 21]: присутствие внутренних волн вызывает не только размытие сегмента, но и его сдвиг в сторону малых времен.

Наша идея заключается в том, чтобы "настроить" антенну на прием сегмента, отвечающего выбранному идентификатору $\pm M$. Через $\tau(z)$ обозначим зависимость времени прихода невозмущенного луча (при $\delta c = 0$) с заданным идентификатором от его вертикальной координаты на дистанции наблюдения r. Для простоты будем считать, что антенна перекрывает весь волновод и ее элементы расположены непрерывно по всей апертуре. Сигнал, принятый элементом, располо-

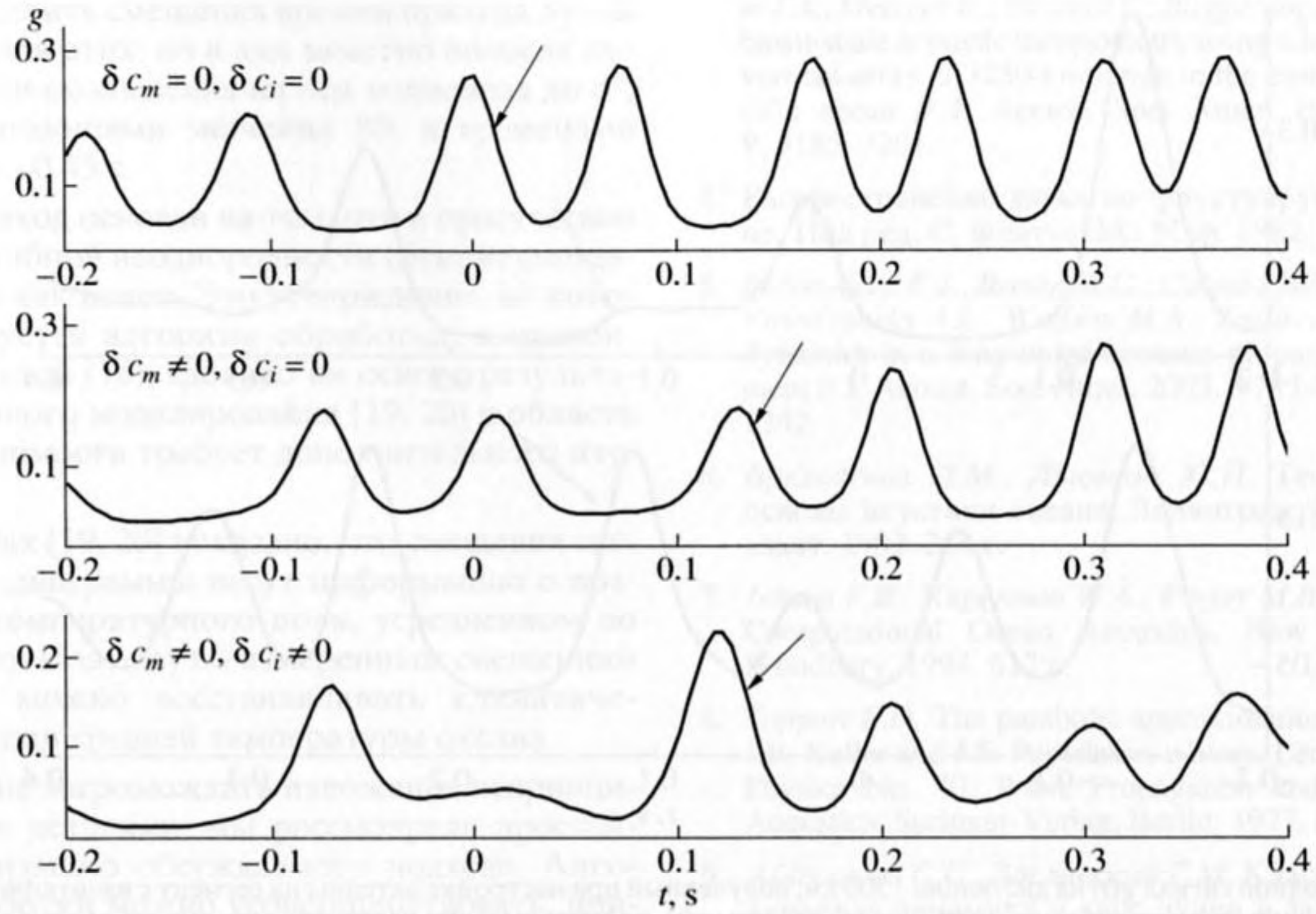

Рис. 6. Выходной сигнал $g(t)$ на дистанции 1500 км, полученный при настройке антенны на сегмент с идентификатором –75 в невозмущенном волноводе (вверху), в присутствии синоптического вихря (в середине), а также в присутствии вихря и внутренних волн (внизу). Стрелками помечены основные максимумы.

женным на глубине z, задержим на $\tau(z)$. После введения задержек просуммируем интенсивности сигналов со всех элементов. В результате получаем выходной сигнал

$$g(t) = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz |v(r, z, t - \tau(z))|^2, \qquad (16)$$

где $z_{\min}$ и $z_{\max}$ – координаты (по оси z) верхней и нижней точек невозмущенного сегмента с выбранным идентификатором.

На рис. 6 показаны три сигнала $g(t)$, вычисленные по формуле (16) для дистанции r = 1500 км при настройке антенны на сегмент с идентификатором –75. Здесь использованы те же результаты расчета поля методом параболического уравнения, что и при построении графиков на рис. 4. В верхней части рис. 6 изображен сигнал $g(t)$ в невозмущенном волноводе с $\delta c_m = 0$ и $\delta c_i = 0$. Смысл введения задержек $\tau(z)$ состоит в том, чтобы выровнять приходы лучей с идентификаторами –75 на все элементы антенны. После суммирования вклады импульсов, пришедших вдоль этих лучей, формируют пик сигнала при t = 0, помеченный стрелкой. Кроме данного пика – назовем его основным – $g(t)$ имеет максимумы, отвечающие (соседним) сегментам t–z диаграммы "параллельным" тому, на который производится настройка. Положение каждого максимума на оси t показывает сдвиг во времени между соответствующим сегментом диаграммы и выбранным сегментом с идентификатором –75.

Поскольку в присутствии синоптического вихря сегмент сдвигается почти как целое, введение задержек $\tau(z)$, как и в невозмущенном волноводе, приведет к выравниванию времен прихода лучей с выбранным идентификатором. Однако теперь их вклады дадут пик $g(t)$ – продолжим называть его основным – в момент времени равный смещению выбранного сегмента. Это пик хорошо виден на среднем графике.

На нижнем графике изображен сигнал $g(t)$ в присутствии и вихря, и внутренних волн. Положение его основного максимума показывает среднее смещение размытого сегмента. Обратим внимание, что в данном случае речь идет о сегменте, формируемом достаточно пологими лучами с углами скольжения на оси волновода около 7°.

В рассмотренном на рис. 6 примере основной пик отчетливо виден в присутствии внутренних волн. Однако это не всегда так. В верхней части рис. 7 показан выходной сигнал $g(t)$, полученный при настройке антенны на сегмент с идентификатором +73. Основной максимум здесь практиче-

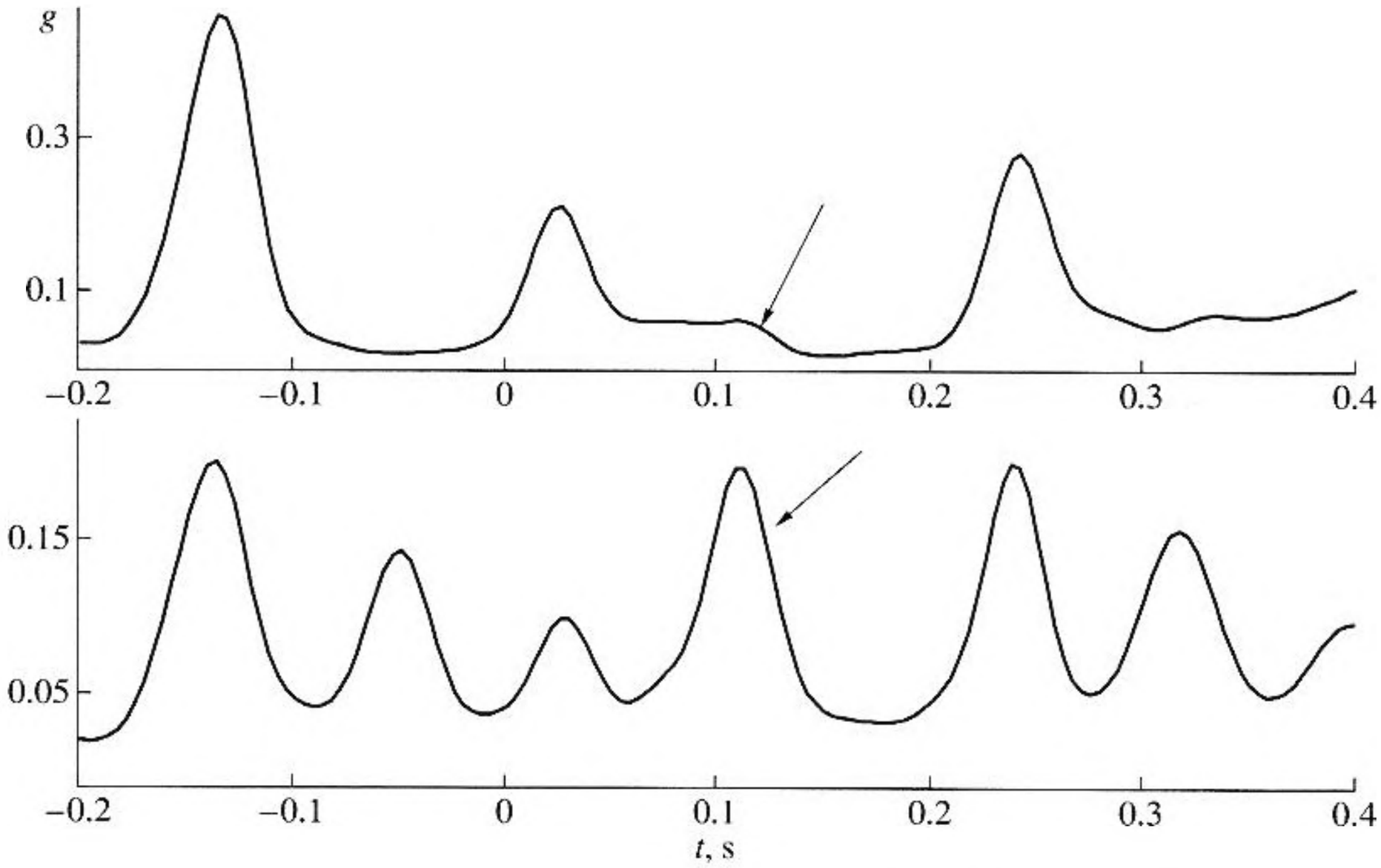

Рис. 7. Выходной сигнал $g(t)$ на дистанции 1500 км, полученный при настройке антенны на сегмент с идентификатором +73 (вверху), и результат усреднения по шести сигналам $g(t)$, полученным при настройке антенны на сегменты с идентификаторами ±72, ±73 и ±74 (внизу).

ски неразличим. Для его разрешения мы воспользуемся тем фактом, что соседние сегменты сдвигаются на близкие времена. Соответственно, близки положения и отвечающих им основных максимумов. Пользуясь этим обстоятельством мы усреднили шесть сигналов $g(t)$, полученных при настройке антенны на сегменты с идентификаторами ±72, ±73 и ±74. В усредненном сигнале, показанном на нижнем графике, основной максимум хорошо виден.

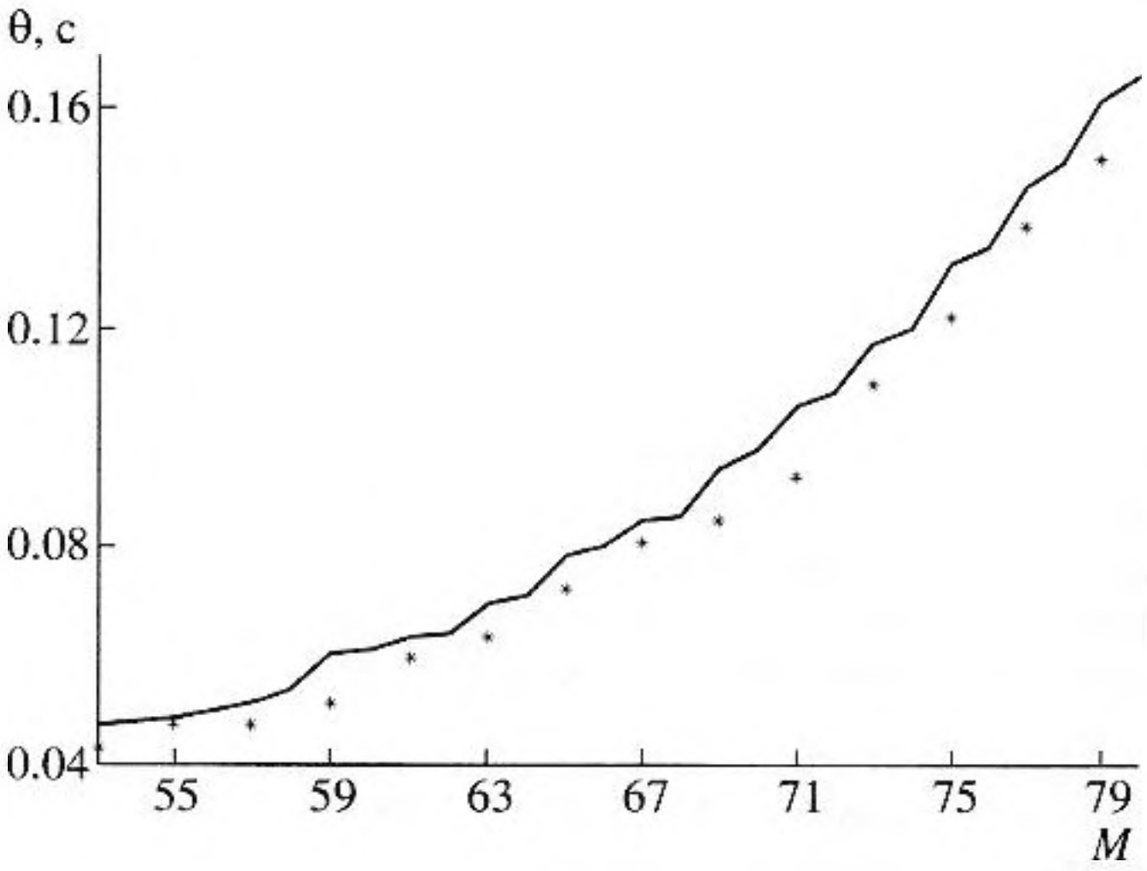

Рис. 8. Смещения сегментов t–z диаграммы θ под влиянием синоптического вихря в присутствии (звездочки) и отсутствии (сплошная линия) внутренних волн.

На рис. 8 звездочками показаны оценки смещений сегментов с идентификаторами $-M$, где $M = 53, \ldots, 79$, полученные с помощью обсуждаемой процедуры. В качестве выходного сигнала $g(t)$ для каждого M мы брали сигнал, полученный усреднением шести $g(t)$, рассчитанных для $\pm(M-1)$, $\pm M$ и $\pm(M+1)$. Смещения сегментов t–z диаграммы в отсутствие внутренних волн, показаны на рис. 7 сплошной линией. Она соединяет точки, изображающие смещения сегментов на оси канала ($z = z_a$) при $\delta c_m \neq 0$, $\delta c_i = 0$. Вновь, как и на рис. 5, видим, что присутствие внутренних волн приводит к небольшим смещениям сегментов в сторону малых времен.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что использование вертикальной приемной антенны может заметно расширить возможности измерения времен прихода лучей по сравнению с ситуацией, когда регистрация сигнала осуществляется точечным приемником. В нижней части рис. 4 мы видим, что при $t < -1.5$ звуковые импульсы, приходящие в точку наблюдения по отдельным лучам, перекрываются слабо и, следовательно, могут быть разрешены в выходном сигнале точечного приемника. Это относительно крутые лучи с углами скольжения на оси волновода около 9° и $M < 67$. Использование предложенной процедуры позво-

лило определить смещения времен прихода лучей не только для этих, но и для заметно пологих лучей с углами скольжения на оси волновода до 6°, с M, достигающими значения 80, и временами прихода до –0.45 с.

Наш подход основан на том, что в присутствии мезомасштабной неоднородности сегмент смещается почти как целое. Это утверждение, на котором базируется алгоритм обработки, выраженный формулой (16), сделано на основе результатов численного моделирования [19, 20] и область его применимости требует дополнительного изучения.

В работах [19, 20] показано, что смещения сегментов t–z диаграммы несут информацию о возмущении температурного поля, усредненном по расстоянию. Поэтому по измеренным смещениям сегментов можно восстанавливать климатические вариации средней температуры океана.

Чтобы не загромождать изложение непринципиальными деталями, мы рассмотрели простейшую реализацию обсуждаемого подхода. Алгоритм обработки можно усовершенствовать, приняв во внимание, что лучи, приходящие в точку наблюдения с одинаковыми идентификаторами, имеют не сильно различающиеся углы скольжения [15]. Перед выполнением суммирования по формуле (16) представляется целесообразным путем соответствующей пространственной фильтрации подавить сигналы, приходящие под углами, существенно отличающимися от углов прихода лучей, формирующих сегмент, на который производится настройка.

Результаты численного моделирования, представленные выше, подтверждают выводы работ [13, 16, 21] о том, что внутренние волны вызывают не только размытие сегментов t–z диаграммы, но и их сдвиги в сторону малых времен. При решении обратных задач этот факт необходимо учитывать.

Статья написана при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН “Когерентные акустические поля и сигналы”, грантов РФФИ 07-02-00255 и 05-05-64945, а также гранта НШ 5200.2006.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring // Deap-Sea Res. 1979. V. 26. P. 123–161.
2. *Dushaw B.D.* Inversion of multimegameter-range acoustic data for ocean temperature // IEEE Journal of Oceanic Engineering. 1999. V. 24(2). P. 215–223.
3. *Worcester P.F., Cornuelle B.D., Dzieciuch M.A., Munk W.H., Howe M., Mercer A., Spindel R.C., Colosi J.A., Metzger K., Birdsall T., Baggeroer A.B.* A test of basin-scale acoustic thermometry using a large- aperture vertical array at 3250-km range in the eastern north pacific ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. P. 3185–3201.
4. Распространение звука во флуктуирующем океане. Под ред. С. Флатте. М.: Мир. 1982. 336 с.
5. *Beron-Vera F.J., Brown M.G., Colosi J.A., Tomsovic S., Virovlyansky A.L., Wolfson M.A., Zaslavsky G.M.* Ray dynamics in a long-range acoustic propagation experiment // J. Acoust. Soc. Amer. 2003. V. 114(3). P. 1226–1242.
6. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Ленинград: Гидрометеоиздат. 1982. 264 с.
7. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational Ocean Acoustics. New York: AIP, Woodbury. 1994. 612 p.
8. *Tappert F.D.* The parabolic approximation method// In J.B. Keller and J.S. Papadakis, editors. Lecture Notes in Physics No. 70. Wave Propagation and Underwater Acoustics. Springer-Verlag, Berlin. 1977. P. 224–284.
9. *Абдуллаев С.С., Заславский Г.М.* Классическая нелинейная динамика и хаос лучей в задачах о распространении волн в неоднородных средах // Усп. Физ. Наук. 1991. Т. 161(8). С. 1–43.
10. *Simmen J., Flatte S.M., Wan G.-Y.* Wavefront folding, chaos, and diffraction for sound propagation through ocean internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102. P. 239–255.
11. *Colosi J.A., Flatte S.M.* Mode coupling by internal waves for multimegameter acoustic propagation in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100. P. 3607–3620.
12. *Colosi J.A. and Brown M.G.* Efficient numerical simulation of stochastic internal-wave-induced sound-speed perturbation field// J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. P. 2232–2235.
13. *Virovlyansky A.L.* Ray travel times at long ranges in acoustic waveguides// J. Acoust. Soc. Amer. 2003. V. 113(5). P. 2523–2532.
14. *Вировлянский А.Л.* Статистическое описание лучевого хаоса в подводном акустическом волноводе // Акуст. журн. 2005. Т. 51(1). С. 90–100.
15. *Вировлянский А.Л.* Времена пробега сигналов вдоль хаотических лучей при дальнем распространении звука в океане // Акуст. журн. 2005. Т. 51(3). С. 330–341.
16. *Вировлянский А.Л.* Лучевая теория дальнего распространения звука в океане. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2006. 164 с.
17. *Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С.* Синоптические вихри в океане. Ленинград: Гидрометеоиздат. 1982.
18. *Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я.* Вариации амплитуд мод в переменном по трассе волноводе // Акуст. журн. 2004. Т. 50(1). С. 26–37.

19. *Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я.* Акустический мониторинг климатических вариаций средней температуры океана // Н. Новгород. Препринт ИПФ РАН. 2005. С. 1–16.
20. *Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я.* Восстановление средней температуры океана по измерениям времен пробега звуковых импульсов // Акуст. журн. 2007. Т. 53(2). С. 216–225.
21. *Virovlyansky A.L., Kazarova A.Yu., Lyubavin L.Ya.* Statistical description of chaotic rays in a deep water acoustic waveguide // J. Acoust. Soc. Amer. 2007. V. 121(5). P. 2542–2552.

The Possibility of Using a Vertical Array for Estimating the Delays of Sound Pulses on Thousand-Kilometer-Long Tracks

A. L. Virovlyansky, A. Yu. Kazarova, and L. Ya. Lyubavin

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia
e-mail: viro@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—The majority of schemes used for acoustic monitoring of temperature fields in the ocean is based on measuring the variations of the so-called ray arrival times, i.e., the travel times of sound pulses along different ray trajectories connecting a source and a receiver. The solution of the inverse problem is considerably hindered by the fact that, in the case of signal detection by a point receiver, it is possible to resolve only the sound pulses propagating along steep rays. To a large extent, this is caused by the phenomenon of ray chaos, which is fully developed at distances of about one thousand of kilometers. The present study shows that the use of a vertical receiving array provides an opportunity to loosen this restriction. An appropriate space–time processing procedure is proposed. The procedure is based on the characteristics of ray arrival distribution in the time–depth plane that remain stable even under the conditions of ray chaos.