

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЕЙ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МОРСКОЙ СРЕДЫ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ЛУЧЕВОМ ЗОНДИРОВАНИИ В УСЛОВИЯХ ЭФФЕКТА СДВИГА ТЕРМОКЛИНА

**В.К. Богушевич, Н.С. Никонюк,
М.И. Скипа**

Отделение гидроакустики
Морского гидрофизического института
НАН Украины
г. Одесса, ул. Преображенская, 3
E-mail: info@ogamgi.org.ua

Рассматриваются вопросы восстановления полей неоднородностей среды в условиях сдвига термоклина, предложен метод восстановления, основанный на инверсии аномалии времени лучей в вертикальные сдвиги точек аномального профиля скорости звука, дано математическое обоснование применимости метода, приводятся результаты численного моделирования, показывающие возможности восстановления.

Введение. Дистанционные методы наблюдения, использующие распространяющийся звук (прозвучивание), обеспечивают возможность контроля морской среды и на больших расстояниях и на больших глубинах. Акустический мо-

ниторинг позволяет восстанавливать поля скорости звука прозвучиваемых пространств, что обеспечивает возможность выявления и оценивания многих явлений и процессов в океане.

Основная идея акустического мониторинга состоит в использовании информации о распространении звука для получения информации о характеристиках среды. В основе мониторинга лежит соображение о возможности восстановления локальных свойств среды по её интегральным характеристикам – интегралы от функций, характеризующих среду, по пересекающим её траекториям. При таком (лучевом) подходе к решению задачи восстановления в качестве измеряемых величин берутся времена T_m распространения сигналов по лучам Γ_m , которые испытывают влияние и несут информацию о неоднородностях среды. Эти времена распространения T_m по лучам Γ_m в аномальном поле скорости звука $c = c_o + \Delta c$ сравниваются с временами T_m^o по лучам Γ_m^o в опорном поле $c = c_o(x, y, z)$. Аномалия поля скорости звука, $\Delta c(x, y, z, t)$, восстанавливается по совокупности аномалий времён сигналов лучей ΔT_m ,

$$\Delta T_m = T_m - T_m^o = \int_{\Gamma_m} (c_o + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^o} c_o^{-1} ds, \quad m = 1, \dots, M, \quad (1)$$

где s – расстояние по лучу.

Задача инверсии (1) очень сложна. Она нелинейна, т.к. Δc входит в знаменатель подынтегрального выражения, а путь интегрирования Γ_m зависит от Δc . Точность и возможность решения этой задачи определяются точностью измерения времён распространения сигналов и процедурой инверсии.

Применимость аналитических решений обратных задач весьма ограничена – формулы Герглотца – Вихерта (абелева инверсия) для ППЗК в слоисто-однородной среде [1]. В отсутствие аналитических решений наиболее подходящим становится метод перебора и последовательных приближений [1]. Фактически задача восстановления поля

скорости звука сводится к минимизации некоторого функционала, например среднеквадратической невязки времён распространения сигналов лучей [2]. Процесс минимизации (приближения) выполняется быстро и систематически, если принять линейную связь между изменениями параметров модели Δc и соответствующими изменениями наблюдаемых данных ΔT_m . Поэтому как в работе W. Munk' и C. Wunsch' [3], так и в большинстве последующих работ использовалось линейное приближение для связи времён распространения с параметрами среды Δc . Методика линейной инверсии была реализована и во многих натурных экспериментах [4 – 6].

При линейной инверсии аномальные траектории Γ_m заменяются на неаномальные Γ_m^o с последующей линеаризацией уравнения (1) [3, 7, 8]. Полагая, $\Delta c/c_o \ll 1$ с относительной ошибкой порядка $\Delta c/c_o$ получим

$$\int_{\Gamma_m} (c_o + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^o} (c_o + \Delta c)^{-1} ds = \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o) \ll \int_{\Gamma_m^o} c_o^{-2} \Delta c ds, \quad (3)$$

выражение для ΔT_m можно приближённо, в линеаризованном по Δc виде, записать:

$$\tilde{\Delta T}_m = - \int_{\Gamma_m^o} c_o^{-2} \Delta c ds, \quad m = 1, \dots, M. \quad (4)$$

Таким образом, обычно используемое решение задачи инверсии заключается в измерении времён распространения T_m и T_m^o по мало отличающимся лучам Γ_m и Γ_m^o , которые вместе проходят в аномальном поле, и восстановлении аномалии поля Δc по совокупности аномалий времён ΔT_m .

Ошибка вычисления аномалии времени согласно уравнению (4) в первую очередь определяется отличием траекторий Γ_m^o и Γ_m и соответствующей разницей времён распространения $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ (3). Эта разница и определяет точность восстановления поля и саму возможность применения линейной инверсии, она должна удовлетворять требованиям

$$\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o) \ll \Delta T_m. \quad (5)$$

Однако требование (5) в задачах восстановления полей неоднородностей выполняется далеко не всегда. Выполнение этого требования зависит от множества условий, таких как поле c_o , интенсивность аномалии $\Delta c/c_o$, пространственные масштабы аномалии Δc , её характер и положение на трассе, протяжённость трассы, зависит от конкретного луча Γ_m^o [9]. В случае трасс большой протяжённости отличия Γ_m и Γ_m^o и ве-

$$\int_{\Gamma_m^o} (c_o + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^o} c_o^{-1} ds = - \int_{\Gamma_m^o} c_o^{-2} \Delta c ds. \quad (2)$$

Полагая ещё и малость отличия траекторий Γ_m и Γ_m^o , и связанного с этим отличия времён,

личины $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ могут возрастать. Так, на трассе $r \sim 1000$ км в присутствии вихрей с аномалией $\Delta c \sim 2 - 4$ м/с отношение $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)/[\tilde{\Delta T}_m + \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)]$ для некоторых лучей достигает значений $0,17 - 0,90$ и $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ пропорционально $\max(\Delta c/c)$ и длине трассы r [10]. При синоптических флюктуациях среды, когда $|\Delta c| > 5$ м/с, линейная томография на больших трассах может быть ошибочной [10]. Но и на трассах меньшей протяжённости применимость линейной инверсии обеспечивается не всегда. Оценка выполнения критерия (5) для холодного ринга Гольфстрима показала, что ошибка $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ велика, зависит от угла выхода луча и для некоторых лучей замена Γ_m на Γ_m^o невозможна [7]. В последнем случае характер аномалии поля был таков, что по трассе зондирования значительно менялись глубины расположения термоклина (велоклина) и, соответственно, глубины верхних точек заворота многих лучей. При этом отличия аномальных и опорных лучей были значительными, что и предопределило большие значения величин $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$, сопоставимых с аномалиями времён лучей ΔT_m .

Изменения (сдвиг) глубин термоклина играют большую роль в формировании $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$. В условиях Чёрного моря величины $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ могут быть больше чем в океане и в некоторых случаях могут приближаться к значениям ΔT_m . Это значительно усложняет решение задач восстановления полей неодно-

родностей или делает их неразрешимыми при традиционных методах решения.

Эффекты сдвига глубин термоклина (велоклина) играют значимую роль в формировании аномалий времени сигналов лучей во многих задачах восстановления полей неоднородностей среды. В условиях Чёрного моря это, в первую очередь, задачи восстановления полей вихревых образований, внутритеrmоклинов линз (ВТКЛ распесённых холодных вод Дуная) и опускания термоклина в потоке ОЧТ в районе южного берега Крыма.

Сдвиг велоклина, как одно из проявлений аномалии поля, представляет собой особый случай в задачах инверсии. При «достаточных» изменениях глубин клина Δz аномалия поля Δc_i на горизонте может достичь разницы значений скорости звука на его верхней, $c_{\text{вр}}$, и нижней, $c_{\text{ни}}$, границах и далее оставаться неизменной при увеличении Δz . При этом теряется связь между аномалиями времени ΔT_m и аномалией скорости звука Δc . В этих случаях аномалия поля Δc не может использоваться в задаче инверсии (4). Но даже при меньшей разнице, $\Delta c_i < c_{\text{вр}} - c_{\text{ни}}$, в случае сдвига велоклина не существует прямой связи Δc и ΔT_m ; ΔT_m во многом определяется величиной сдвига Δz и решение задачи инверсии (4) крайне осложняется. Восстановлению полей неоднородностей среды при акустическом лучевом зондировании в условиях эффекта сдвига термоклина (велоклина) и посвящена данная работа. Задача решается с использованием численного моделирования луче-

вых траекторий по программе RAY, разработанной В.Н. Белокопытовым по заказу ОГА МГИ НАНУ.

1. Задачи инверсии при сдвиге велоклина. Принято считать [3], что аномалия времени по лучу в первую очередь определяется интегрированием аномалии поля по этому лучу (изменением скорости вдоль невозмущённой траектории), $\Delta T_m \approx \int_{\Gamma_m} c_o^{-2} \Delta c ds$, и только

во вторую очередь зависит от отличия аномального Γ_m и опорного Γ_m^o лучей (смещения самой траектории), так как время прихода малочувствительно к отклонению траектории для стационарных траекторий Ферма (свойство аппроксимации эйконала или лучевой оптики). Но в случаях сдвига велоклина при значительном отличии глубин верхних точек заворота лучей Γ_m и Γ_m^o это оказывается не так и именно отличие траекторий Γ_m и Γ_m^o будет в первую очередь определять аномалию времени ΔT_m для многих лучей. Численное моделирование показало, что в Чёрном море в случаях вихревых образований и, особенно, в случаях внутритеrmоклинов линз и сдвига термоклина в ОЧТ, аномалия времён распространения в первую очередь формируется за счёт изменения глубин верхних точек заворота лучей (соответствующих изменениям глубин велоклина). При этом большая часть аномалии времени по лучам определялась не аномалией поля, а сдвигом их верхних точек заворота:

$$\Delta t_1 = \int_{\Gamma_m^o} c_o^{-2} \Delta c ds \approx \Delta t_2 = \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o); \quad \Delta T_m = \Delta t_1 + \Delta t_2.$$

Ситуация со сдвигом велоклина ставит под вопрос как идеологические основы акустического мониторинга, так и принятые подходы к решению задач акустической инверсии. В случае аномалии тёплых или холодных вод (опускание или подъём термоклина) при их вертикальном сканировании складывается ситуация, когда или аномальные лучи (положительная аномалия), или опорные

лучи (отрицательная аномалия) не проходят в области глубин аномалии поля (между велоклинами). При этом аномальные лучи могут «получать» аномалию времени, не проходя через аномальную область. Это противоречит как самой идее Радона об интегральных характеристиках аномальных лучей, проходящих через аномальную область, так и идеологии акустического мониторинга,

основанной на прохождении аномальных и опорных лучей в аномальном поле. Применение уравнений инверсии (4) и замена Γ_m на Γ_m^o требуют не только малости отличия аномальных и опорных лучей, но и малости отличия времён распространения, связанного с отличием лучей (3). В рассматриваемых же случаях величины $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$, связанные с отличием лучей, не только не малы по сравнению с ΔT_m , но в некоторых случаях (идеализированная аномалия – параллельный сдвиг велоклина) определяют эти аномалии времён распространения, равны им, $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o) = \Delta T_m$.

В случаях, когда в общей аномалии времени ΔT_m преобладает составляющая, связанная с различием аномального и опорного лучей, с отличием глубин их верхних точек заворота и когда отсутствует очевидная связь между ΔT_m и Δc , для решения задачи инверсии нами предлагается использовать зависимость

$$\Delta t = -\frac{1}{c_{\text{нгтк}}} \left\{ \Delta z \left[2 \operatorname{tg} \left(\frac{\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi}{2} \right) + \operatorname{tg} (\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi) \right] - \right.$$

$$- z_{\text{тк}} \frac{2 \sin(\Delta \chi / 2)}{\cos(\chi_{\text{нгтк}}^o / 2) \cdot \cos((\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi) / 2)} + z_{\text{тк}} \frac{\sin \Delta \chi \cdot \operatorname{tg}^2 (\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi)}{\sin \chi_{\text{нгтк}}^o \cdot \sin (\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi)} +$$

$$+ \left. \frac{z_{\text{тк}} \cdot \sin \Delta \chi \cdot a \Delta z}{\sin \chi_{\text{нгтк}}^o \cdot \sin (\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi)} + \frac{a \Delta z^2}{\operatorname{tg} (\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi)} - \frac{2 \Delta \chi \cdot \operatorname{tg}^2 (\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi)}{a_2} \right\} = A + B + C + D + E + F, \quad (6)$$

где Δz – сдвиг термоклина; $z_{\text{тк}}$ – отстояние нижней границы термоклина от оси канала; $\chi_{\text{нгтк}}^o$ – угол скольжения опорного луча на нижней границе термоклина; $\Delta \chi = \chi_{\text{нгтк}}^o - \chi_{\text{нгтк}}^a$ – разница углов скольжения аномального и опорного лучей; $a = g/c_o$ – относительный градиент скорости звука в слое ниже оси канала; $a_2 = g_2/c_o$ – относительный градиент скорости звука в велоклинах; c_o и $c_{\text{нгтк}}$ – значения скорости звука на оси канала и на нижней границе термоклина.

ΔT_m от сдвига термоклина $\Delta z_{\text{тк}}$. Идея подхода заключается в том, что в качестве основного фактора, определяющего аномалию времени ΔT_m , рассматривается изменение глубины верхней точки заворота аномального луча Δz_m^+ и соответствующее изменение длины его пути в области глубин от оси канала до велоклина. При этом связанные с изменениями этой глубины изменения формы луча и глубины его нижней точки заворота рассматриваются, в смысле влияния на аномалию времени ΔT_m , как факторы второго порядка малости.

2. Аномалия времени при сдвиге термоклина (велоклина). Для случая идеализированных аномального и опорного профилей, отличающихся только положениями велоклинов (плоскопараллельный сдвиг, рис. 1), нами получено выражение для аномалии времени луча (на один цикл луча, $\Delta t = \Delta T_m / N_y$):

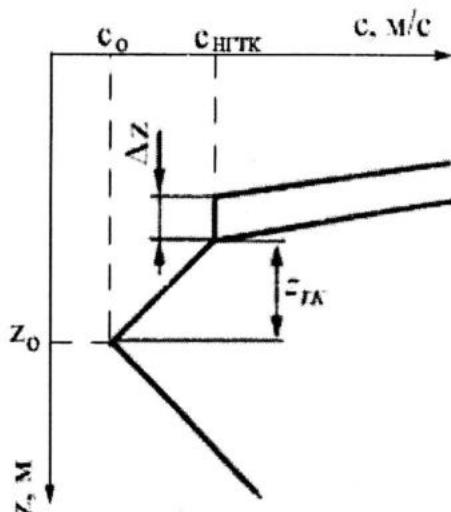


Рис. 1. Идеализированные профили с одноградиентными велоклиновыми

Выражение (6) получено в приближении замены точного значения времени распространения по дуге окружности в изоградиентном слое ниже оси канала,

$$t^T = \frac{1}{ac_o} \cdot \ln \frac{1 + \sin \chi_r}{1 - \sin \chi_r} \quad (\chi_r - \text{угол сколь-}$$

жения луча на оси канала), на приближённое $\tilde{T} = (D_y/c_o)(1 - a^2 \cdot D_y^2/24)$ [11, 12]. Принятое приближение обеспечивает точность расчетов $t \sim (1-3) \cdot 10^{-5}$, точность расчетов $t^a - t^o \sim (1-3) \cdot 10^{-4}$ и точность расчетов по формуле (6) от 1,0% для луча с углом $\chi_r = 9,3^\circ$ до 0,2% для луча с $\chi_r = 4,6^\circ$.

Последнее слагаемое F в выражении (6) связано с областями заворота лучей в велоклинах. Это слагаемое крайне мало, по сравнению с первым слагаемым A , для всех значений градиентов в клине g_2 и углов скольжения лучей $\chi_{\text{нгтк}}^o$. Два слагаемых D и E зависят от градиента a ниже оси канала. При типовых значениях градиента, $a \approx 10^{-5}$, и не очень малых значениях углов, $\chi_{\text{нгтк}}^o \geq 1,5^\circ$, они на два-три порядка меньше первого слагаемого

$$\frac{1}{2} \Delta t_1 = \int_{\Gamma_m^a, z_c}^{z_{\text{нгтк}}^a} c(z)^{-2} [c(z) - c_c] ds - \int_{\Gamma_m^o, z_c}^{z_{\text{нгтк}}^o} c(z)^{-2} [c(z) - c_c] ds. \quad (8)$$

Если градиенты скорости звука в аномальном и опорном велоклинах различны, $g_a \neq g_o$, и сдвиг по глубине нижней границы термоклина не нулевой, $\Delta z_{\text{нгтк}} \neq 0$ (рис. 3), то аномалия времени луча, заворачивающего в области глубин велоклина, будет определяться двумя составляющими. Первая составляющая определяется плоскопараллельным сдвигом термоклина и равна $\Delta t_1 = -2\Delta z_{\text{нгтк}} \cdot \sin \chi_{\text{нгтк}} / c_{\text{нгтк}}$. Вторая со-

$$\Delta t = -\left\{ 2\Delta z_{\text{нгтк}} \cdot \sin[(\chi_{\text{нгтк}}^a + \chi_{\text{нгтк}}^o)/2] + 2(\Delta z_m^+ - \Delta z_{\text{нгтк}}) \cdot \sin[(\chi_{\text{нгтк}}^a + \chi_{\text{нгтк}}^o)/3] \right\} / c_{\text{нгтк}}. \quad (9)$$

Приведенные выше формулы (6), (7), (8) и (9) обеспечивают высокую точность расчётов не только для идеализированных профилей (рис. 1 – 3), но и для

A. Второе и третье слагаемые B и C , зависящие от $z_{\text{нгтк}}$, весьма близки и входят в выражение (6) с противоположными знаками. Поэтому с достаточно высокой точностью аномалию времени Δt при сдвиге термоклина можно определять первым слагаемым A . Хорошую точность расчётов обеспечивает и приближённая формула

$$\Delta t \approx -2\Delta z \cdot \sin(\chi_{\text{нгтк}}^o - \Delta \chi/2) / c_{\text{нгтк}}. \quad (7)$$

Если профили идеализированы, но переходные области от их совпадающей части, z_c , к нижним границам аномального и опорного велоклинов, $z_{\text{нгтк}}^a$ и $z_{\text{нгтк}}^o$, различны (рис. 2), то общая аномалия времени будет определяться как сдвигом термоклина Δz , так и интегрированием аномалии поля по лучам, $\Delta T_m = \Delta t_2 + \Delta t_1$. Составляющую аномалии времени Δt_1 можно учесть в рамках процедуры «интегрирования по лучам» изменений скорости звука в переходных областях:

$$\Delta t_2 = -\frac{2}{c_{\text{нгтк}}} (\Delta z_m^+ - \Delta z_{\text{нгтк}}) \cdot \sin(\chi_{\text{нгтк}}/1,5),$$

где Δz_m^+ – разница глубин верхних точек заворота аномального и опорного лучей. Общая аномалия времени в этом случае будет определяться выражением:

реальных профилей Чёрного моря в случаях линейной идеализации их велоклинов.

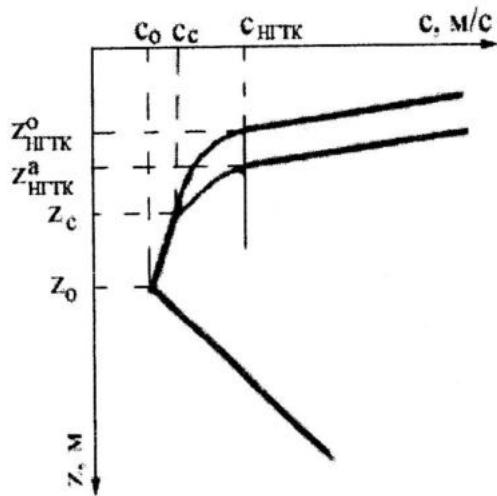


Рис. 2. Идеализированные профили с одноградиентными велоклиниами и переходными областями

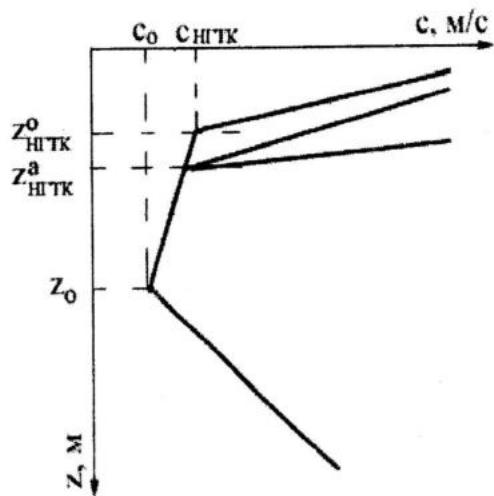


Рис. 3. Идеализированные профили с разноградиентными велоклиниами

3. Вопросы восстановления профилей при сдвиге велоклина. Идеализированные профили.

С некоторым приближением, $\chi_{\text{нгтк}}^o \approx \chi_{\text{нгтк}}^a \approx \chi_{\text{нгтк}}$, для малых углов, $\sin \chi \approx \chi$, выражение (9) можно представить в виде:

$$\Delta t \approx -[2\Delta z_{\text{нгтк}} \cdot \sin \chi_{\text{нгтк}} - 4 \sin \chi_{\text{нгтк}} (\Delta z_{\text{нгтк}} - \Delta z_m^+) / 3] / c_{\text{нгтк}} = \\ = -2(\Delta z_{\text{нгтк}} / 3 + 2\Delta z_m^+ / 3) \cdot \sin \chi_{\text{нгтк}} / c_{\text{нгтк}}. \quad (10)$$

Из последнего выражения получаем соотношения:

- для пологих лучей, $\Delta z_m^+ \approx \Delta z_{\text{нгтк}}$,
 $\Delta t \approx -2\Delta z_{\text{нгтк}} \cdot \sin \chi_{\text{нгтк}} / c_{\text{нгтк}}$ и
 $\Delta z_{\text{нгтк}} \approx -\Delta t \cdot c_{\text{нгтк}} / 2 \sin \chi_{\text{нгтк}}, \quad (11)$

- для крутых лучей, $\Delta z_m^+ \approx \Delta z_{\text{вгтк}}$,
 $\Delta t \approx -\frac{2}{c_{\text{нгтк}}} \left(\frac{\Delta z_{\text{нгтк}}}{3} + \frac{2\Delta z_{\text{вгтк}}}{3} \right) \cdot \sin \chi_{\text{нгтк}}$ и
 $\frac{2\Delta z_{\text{вгтк}}}{3} \approx -\frac{\Delta t \cdot c_{\text{нгтк}}}{2 \sin \chi_{\text{нгтк}}} - \frac{\Delta z_{\text{нгтк}}}{3}. \quad (12)$

Последние формулы можно использовать для восстановления идеализированных профилей скорости звука по аномалиям времён сигналов лучей.

Реальные профили.

В реальных профилях значения скорости звука от оси канала до нижней границы велоклина изменяются, обычно не более 3 – 7 м/с. Разница этих изменений для аномального и опорного профилей ещё меньше, и обычно не превышает 1 – 3 м/с. При таких разницах значений скорости звука и разнице глубин оси канала и нижней границы термоклина

$z_o - z_{\text{нгтк}} \sim 10 - 30$ м, для крутых лучей (большие $\chi_{\text{нгтк}}$) первая составляющая аномалии времени, связанная с интегрированием по лучу аномалии Δc , оказывается многократно меньше второй составляющей, связанной со сдвигом термоклина Δz . В этом случае ошибка расчётов по формуле (12) будет малой.

В случае пологих лучей (меньшее влияние Δz из-за меньших $\chi_{\text{нгтк}}$ и большее влияние Δc из-за большего пути в аномальной области глубин $z_o - z_{\text{нгтк}}$) первая составляющая аномалии времени может оказаться сопоставимой или больше второй составляющей. При этом соотношение (11) будет выполняться с малой точностью. Поэтому нахождение $\Delta z_{\text{нгтк}}$ и первых точек восстанавливаемого профиля, для которого используются пологие лучи с наименьшими значениями $\chi_{\text{нгтк}}$, нужно производить в несколько этапов, последовательными приближениями добиваясь соответствия Δz и Δt .

В случае реальных профилей возникает проблема неопределённости их начального участка, от оси канала до нижней границы велоклина – невозможности его восстановления из-за неоднозначности траекторно-временных соотношений лучей и невозможности их идентификации [8]. Этую проблему можно решить предварительным заданием этого начального участка на основании каких-либо физических или статистических соображений и проведения сравнительных расчётов по нескольким исходным моделям.

4. Восстановление идеализированных профилей. В качестве модели для восстановления были взяты идеализированные профили (рис. 4). Для восстановления использовались лучи с числом циклов от 49 до 5, верхние точки заворота

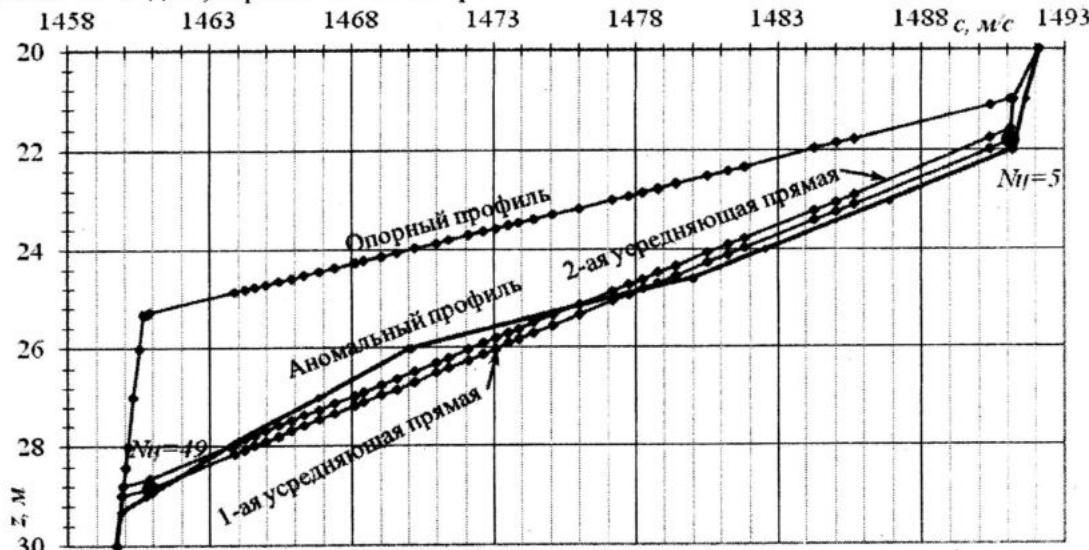


Рис. 4. Опорный и аномальный идеализированные профили скорости звука

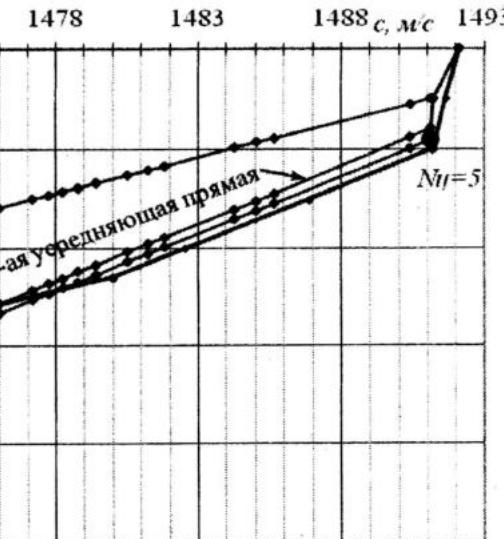
На третьем этапе выполнялся процесс последовательных приближений и точного восстановления профиля: определялась аномалия времени по лучам, $\delta\Delta t_i = (T_{p_i} - T_{a_i})/N_u$, эта аномалия пересчитывалась в разницу глубин, $\delta\Delta z_{p_i}(c) = -\delta\Delta t_i \cdot c_{\text{нгтк}}^o / 2 \sin \chi_{\text{нгтк}}^o$, полученную разницу $\delta\Delta z_{p_i}(c)$ (восстанавливавшая функция) прибавляли к значениям глубины предыдущего расчётного профиля, получали следующий профиль и делали следующий расчёт $\delta\Delta t_i$ и $\delta\Delta z_i$. И так до сходимости к нулю аномалий времени $\delta\Delta t_i$ всех лучей. В процессе

та которых лежат в области глубин велоклинов.

На первом этапе восстановления находились $\Delta z_{\text{нгтк}}$, $\Delta z_{\text{вгтк}}$ и усредняющая прямая, сводящая к нулю среднее значение аномалий времени лучей, $\Delta T_{cp} \rightarrow 0$.

$\Delta z_{\text{нгтк}}$ и $\Delta z_{\text{вгтк}}$ находились по формулам (11) и (12), строилась начальная прямая. Усредняющую прямую получали плоскокапараллельным сдвигом по вертикали начальной прямой до достижения $\Delta T_{cp} \approx 0$ (рис. 4).

На втором этапе уточнялось положение (методом подбора, соответствия Δz и Δt) начальной точки восстанавливаемого профиля, $N_u = 49$. В дальнейшем для восстановления использовались лучи с $N_u = 48 - 5$.

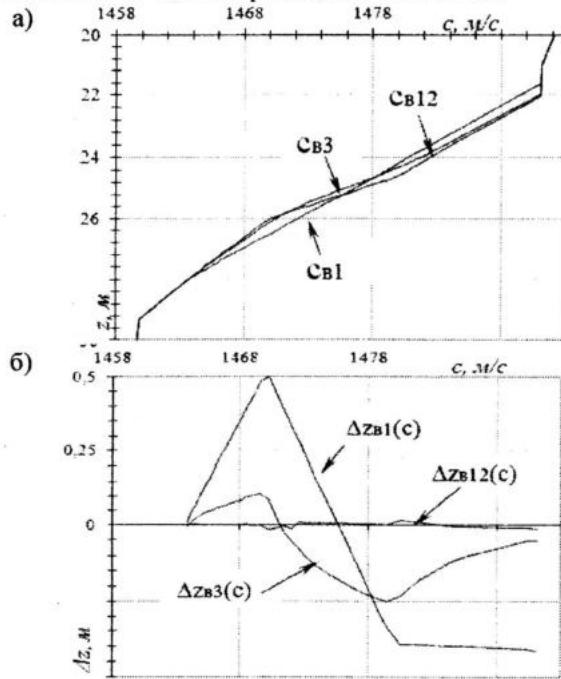


восстановления было проведено 12 последовательных приближений, которые обеспечили высокую точность восстановления (рис. 5).

Предложенный метод восстановления показал хорошую сходимость и точность в случае идеализированных профилей и был использован для восстановления реальных профилей.

5. Восстановление реальных профилей. Для расчётов из базы данных [13] были взяты реальные профили, полученные в 18-м рейсе НИС «Трепанг» 12.10.97 г. (рис. 6). Расчёты по указан-

ным профилям показали, что однозначность траекторно-временных соотношений, возможность раздельного приёма сигналов и идентификация обеспечива-



ется для лучей с числом циклов $N_u \leq 50$ ($r = 150$ км). При этом для восстановления использовались лучи с $N_u = 50 - 4,6$.

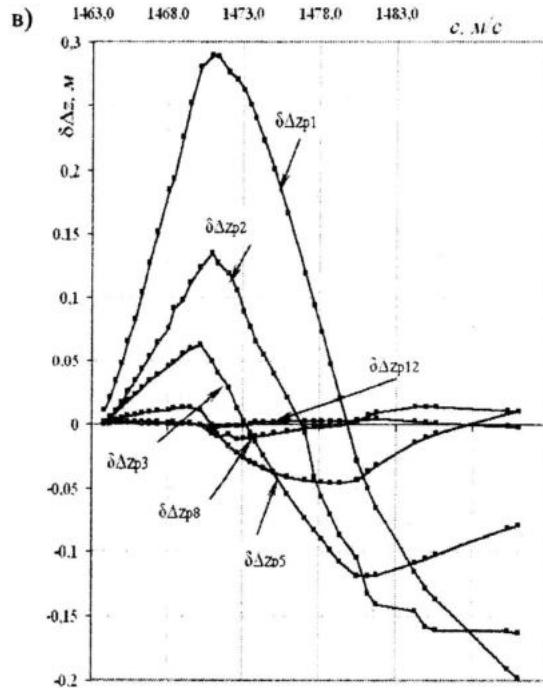


Рис. 5. Восстановление идеализированного профиля: восстанавливаемые профили, а; ошибка восстановления, б; восстанавливающая функция, в

На первом этапе восстановления, исходя из аномалий сигналов лучей Δt_i , были определены величины начальных сдвигов точек первого восстановленного профиля относительно точек опорного профиля, $\Delta z_{p_i}(c) = \Delta t_i \cdot c_{\text{нгтк}}^o / 2 \sin \chi_{\text{нгтк}}^o$ (рис. 6). Этот профиль заметно отличается от аномального в области нижней границы велоклина, что связано со значительной величиной первой составляющей аномалии времени (определенной интегрированием по лучам аномалии Δc) для пологих лучей с $N_u = 30 - 50$.

Для восстановления профиля необходимо задать его начальный, до нижней границы велоклина, не восстанавливаемый участок (в интервале значений скорости звука $c = 1459,3 - 1465,7$ м/с). Для этого были рассчитаны три элемента профиля (рис. 6), получаемых из опорного профиля, с разными глубинами начальных точек и разными, но постоянными градиентами аномалии скорости звука, которые обеспечивали $\delta\Delta t = 0$ для

начального луча $N_u = 50$. Наилучшую точность восстановления обеспечил начальный участок №3. Конечная точка начального участка находится выше начальной точки первого восстановленного профиля Δz_n (рис. 6), и нужно было решать вопрос сопряжения этих двух частей профиля. Для этого вторая часть профиля трансформировалась (поворачивалась относительно точки $z = 24$ м, $c = 1489$ м/с) до совмещения с первой частью (рис. 6) – профиль менялся с постоянным градиентом $\Delta z_n/\Delta c$, где $\Delta c = (1489 - 1465,7)$ м/с.

Далее восстановление выполнялось по ранее проверенной схеме: находились аномалии времени расчётных и аномальных лучей, $\delta\Delta t_i$, эти аномалии пересчитывались в разницы глубин точек профилей $\delta\Delta z_{p_i}(c)$ (восстанавливающая функция), по этим разницам строился следующий восстанавливаемый профиль, и так до получения необходимой (по $\delta\Delta t_i$) точности восстановления (рис. 7).

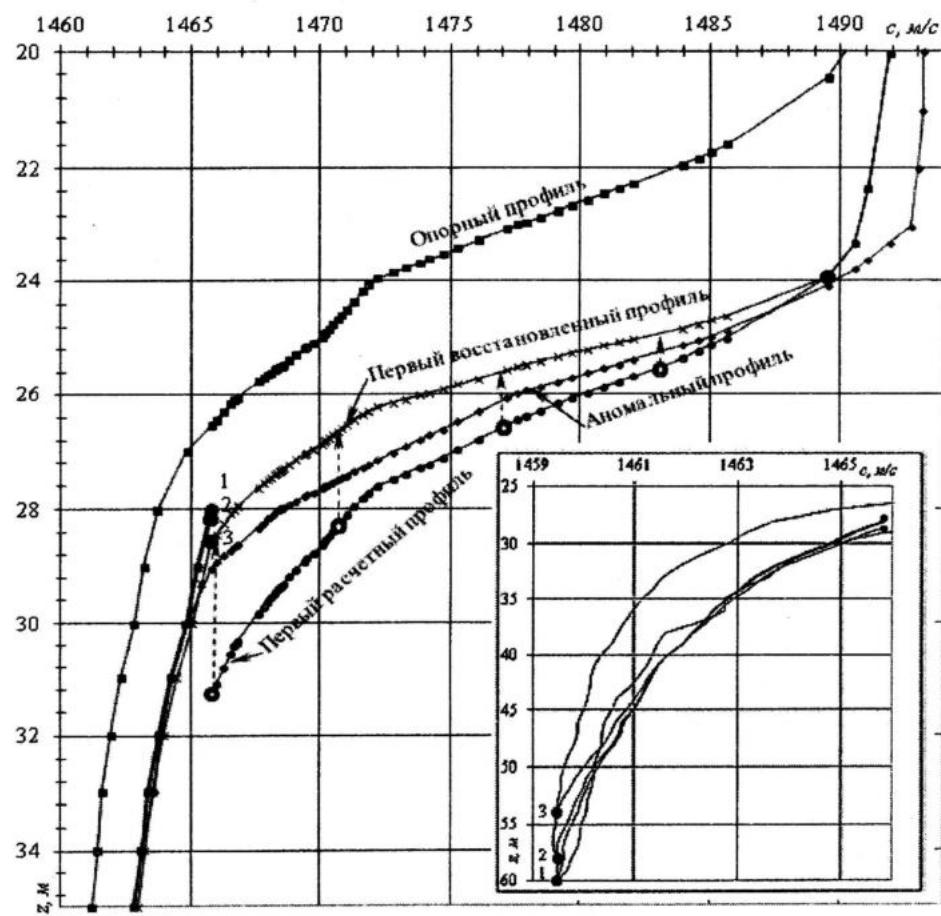


Рис. 6. Опорный и аномальный реальные профили, начальные участки профилей для формирования расчетного профиля

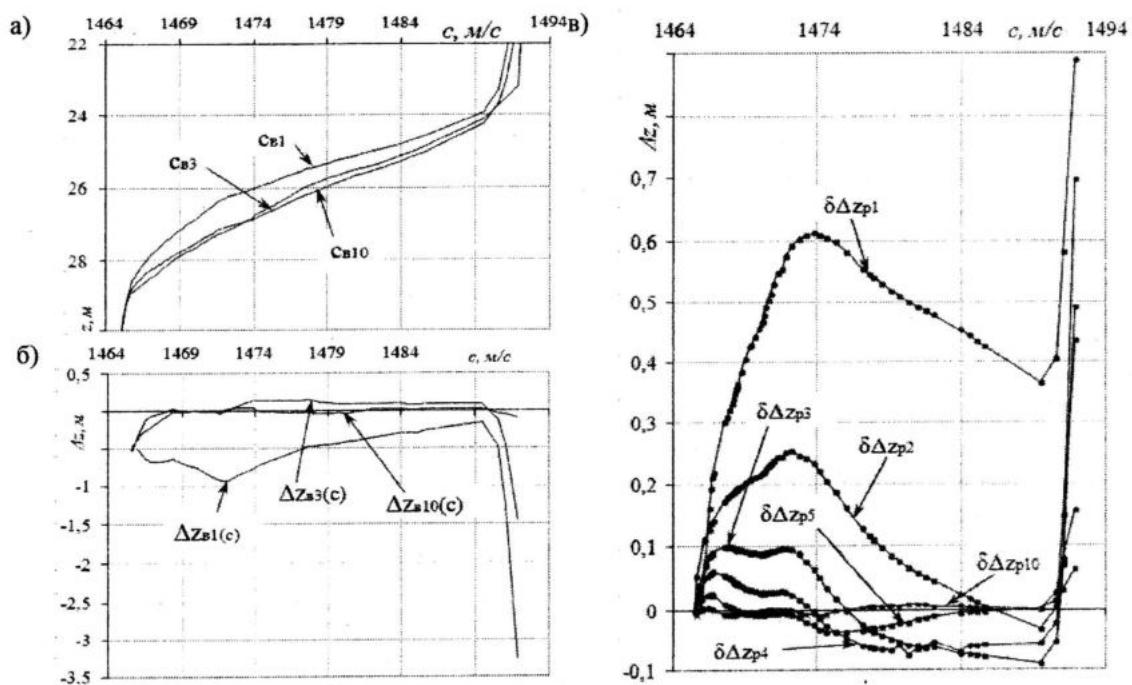


Рис. 7. Восстановление реального профиля: восстанавливаемые профили, а; ошибка восстановления, б; восстанавливающая функция, в

В процессе восстановления рассматриваемого профиля было проведено 10 последовательных приближений, которые обеспечили высокую точность восстановления (рис. 7).

Заключение.

1. Показано, что в случае некоторых неоднородностей Черного моря, характеризующихся изменениями глубин термоклина, составляющая аномалии времени, связанная с этими изменениями, является преобладающей и для восстановления их поля (по аномалиям времен сигналов лучей) не применима линейная инверсия.

2. Предложен метод восстановления полей неоднородностей морской среды при акустическом лучевом зондировании в условиях эффектов сдвига термоклина, основанный не на обычно используемой зависимости аномалий времени лучей от аномалии поля скорости звука, а на зависимости аномалий времени от вертикального сдвига точек профилей скорости звука (от вертикального сдвига велоклина).

3. Для разных идеализированных и реальных профилей скорости звука и разных геометрий лучевого распространения установлены механизмы формирования и соотношения между составляющими аномалии времени лучей, получены формулы расчета аномалий времени по характеристикам лучей, величина сдвига термоклина и характеру профиля.

4. Получены выражения, обеспечивающие обратный пересчет аномалий времени сигналов лучей в вертикальный сдвиг точек профиля. Полученные выражения могут быть использованы для восстановления аномальных профилей.

5. Предложены методики восстановления аномальных профилей скорости звука в условиях эффектов сдвига термоклина. Численное моделирование для идеализированных и реальных профилей показало эффективность методик и высокую точность восстановления.

6. Предложенный метод восстановления полей неоднородностей позволяет решить ряд важных задач акустического мониторинга, в которых эффекты сдвига термоклина существенны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аки А., Ричардс П. Количественная сейсмология. – М.: Мир, 1983. Т. 2. – 880 с.
2. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. – 256 с.
3. Munk W. and Wunsch C. Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring // Deep-Sea Res. – 1979. – 26. – P. 123 – 161.
4. Ocean tomography group: A demonstration of ocean acoustic tomography // Nature. – 1982. – 299. – P. 121 – 125.
5. Spindel, R.S. Ocean acoustic tomography. A new measuring tool // Oceanus. – 1982. – 25. – P. 12 – 21.
6. Kerr R.A. Acoustic tomography at the ocean // Science. – 1982. – 217. – P.38.
7. Гончаров В.В., Куртепов В.М. Успехи и проблемы акустической томографии океана // Акустические волны в океане / Под ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреевой. – М.: Наука, 1987. – С. 15 – 23.
8. Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Каташинская Н.С., Скипа М.И. О возможностях акустического мониторинга поля Основного черноморского течения // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: Сб. научн. тр. – 2010. – Вып. 22. – С. 61 – 82.
9. Worcester P. Reciprocal acoustic transmission in a midocean environment // J. Acoust. Soc. Amer. – 1977. – 62. – P. 895 – 905.
10. Spiesberger J.L. Ocean acoustic tomography: Travel time biases // J. Acoust. Soc. Am. – 1985. – 77. – P. 83 – 100.
11. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1982. – 262 с.
12. Андреева И.Б. Физические основы распространения звука в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1975. – 190 с.
13. <http://www.ocean.nodc.org.ua/DataAccess.php>