

УДК 534.21+551.463.21

© **В.К. Богушевич**, научный сотрудник; **Н.С. Никонюк**, ведущий инженер;
М.И. Скипа, к.т.н., с.н.с., директор

Отделение гидроакустики Морского гидрофизического института НАН Украины,
г. Одесса (Украина)

АНОМАЛИЯ ВРЕМЕНИ ЛУЧА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ИНВЕРСИИ В УСЛОВИЯХ СДВИГА ТЕРМОКЛИНА

Рассматриваются вопросы формирования аномалии времени луча в условиях сдвига термоклина и условия «значимости сдвига», при которых аномалия времени большей частью определяется смещением траекторий, а не интегрированием аномалии поля по лучу. Предложен метод восстановления полей неоднородностей, основанный на инверсии аномалий времени лучей в вертикальные сдвиги точек профиля скорости звука.

АНОМАЛИЯ ВРЕМЕНИ ЛУЧА, ТЕРМОКЛИН, ПОЛЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ, СКОРОСТЬ ЗВУКА, АКУСТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ, ВЕЛОКЛИН

Дистанционные методы наблюдения, использующие распространяющийся звук (прозвучивание), обеспечивают возможность контроля морской среды и на больших расстояниях, и на больших глубинах. Акустический мониторинг позволяет измерять поля скорости звука прозвучиваемых пространств, что обеспечивает наблюдение и оценивание 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 известным интегральным характеристикам – интегралы от функций, характеризующих среду, по пересекающим её траекториям. При таком (лучевом) подходе к решению задачи восстановления поля скорости звука в качестве измеряемых величин берутся времена T_m распространения сигналов по лучам Γ_m , которые испытывают влияние и несут информацию обо всех неоднородностях среды, встретившихся на пути. Эти времена распространения по лучам Γ_m в аномальном поле скорости звука $c(x, y, z, t) = c_o + \Delta c$ сравниваются с временами T_m^o по лучам Γ_m^o в опорном поле $c_o(x, y, z)$. 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 подинтегрального 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 приповерхностного подводного звукового канала

(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 [3], так и в большинстве последующих работ используется 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 [3, 7, 8]. Полагая $\Delta c/c_o \ll 1$ с относительной ошибкой порядка $\Delta c/c_o$, получим:

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

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

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

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

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

Ошибка вычисления согласно уравнениям (4), в первую очередь, определяется отличием траекторий Γ_m , Γ_m^o и разницей времён $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ (3), связанной с этим отличием. Эта разница и определяет точность восстановления поля и саму возможность применения линейной инверсии. В задачах линейной инверсии она должна удовлетворять требованиям:

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

Однако требование (5) выполняется далеко не всегда. Его выполнение 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]. С увеличением протяжённости трасс отличия Γ_m и Γ_m^o , и величины $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ могут возрасти. Так, на трассе $r \sim 1000$ км в присутствии вихрей с аномалией $\Delta c \sim 2-4$ м/с отношение $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o) / [\Delta \tilde{T}_m + \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)]$ для некоторых лучей достигало значений 0,17–0,90 и величина $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ была пропорциональна $\max(\Delta c + u)$, где u – скорость течения, и длине трассы r [10]. При синоптических флуктуациях среды, когда

$|\Delta c| > 5$ м/с, линейная инверсия 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 ($r = 200$ км, $\Delta c_{\max} = 30$ м/с) 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 на трассе зондирования значительно менялись глубины расположения основного термоклина (участка вертикального профиля скорости звука с большими градиентами – велоклина) и, соответственно, глубины верхних точек заворота многих лучей (рис. 1). При этом отличия аномальных и опорных лучей оказывались значительными, что и предопределяло большие значения $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$, сопоставимые с аномалиями времён $\Delta \tilde{T}_m$.

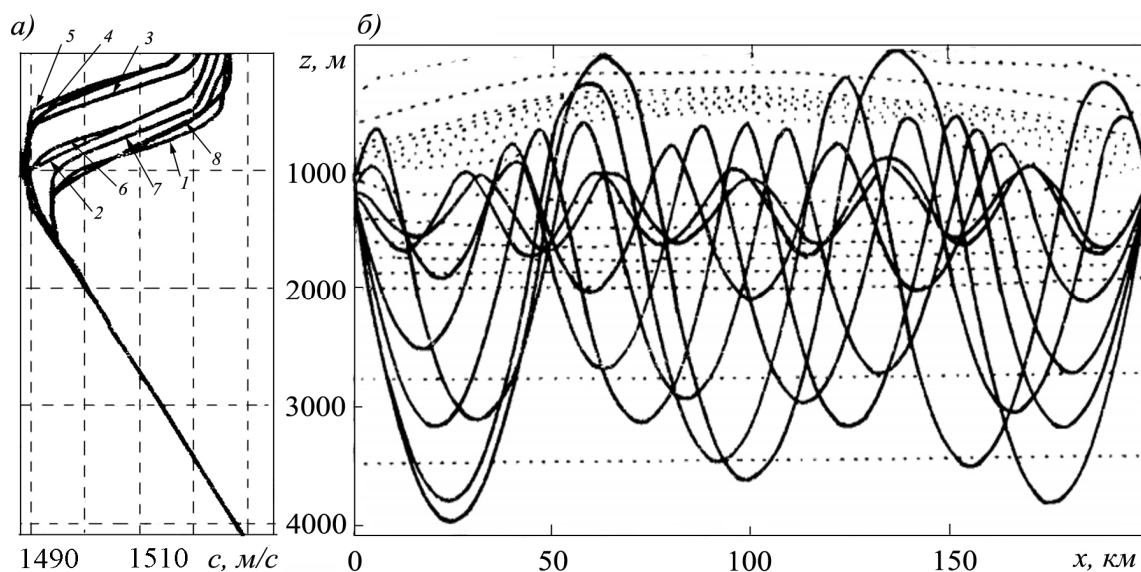


Рис. 1 – Профили скорости звука в вихре (а) и лучевые траектории в вертикальной плоскости (б) (взято из [2], использовалось в [7])

Изменения (сдвиг) глубин велоклина могут приводить к формированию больших величин $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$ во многих задачах восстановления полей. В Чёрном море это, в первую очередь, задачи восстановления полей вихревых образований, внутритермоклинных линз распреснённых холодных вод Дуная и опускания тёплых вод в потоке основного Черноморского течения (ОЧТ) в районе южного берега Крыма. В условиях Чёрного моря отношения $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)/\Delta T_m$ могут быть больше, чем в океане, в некоторых случаях приближаясь к единице. Это исключает возможность применения линейной инверсии, значительно усложняет решение задач восстановления полей или делает их неразрешимыми при традиционных подходах.

Вертикальный сдвиг велоклина, как одна из форм проявления аномалии поля скорости звука, представляет собой особый случай в задачах инверсии. При «достаточных» величинах сдвига глубин клина Δz (в Чёрном море это более 5–7 м, рис. 2) аномалия Δc_i может достигать максимума (разницы значений скорости звука на верхней $c_{\text{вг}}$ и нижней $c_{\text{нг}}$ границах клина) и оставаться неизменной при дальнейшем увеличении сдвига.

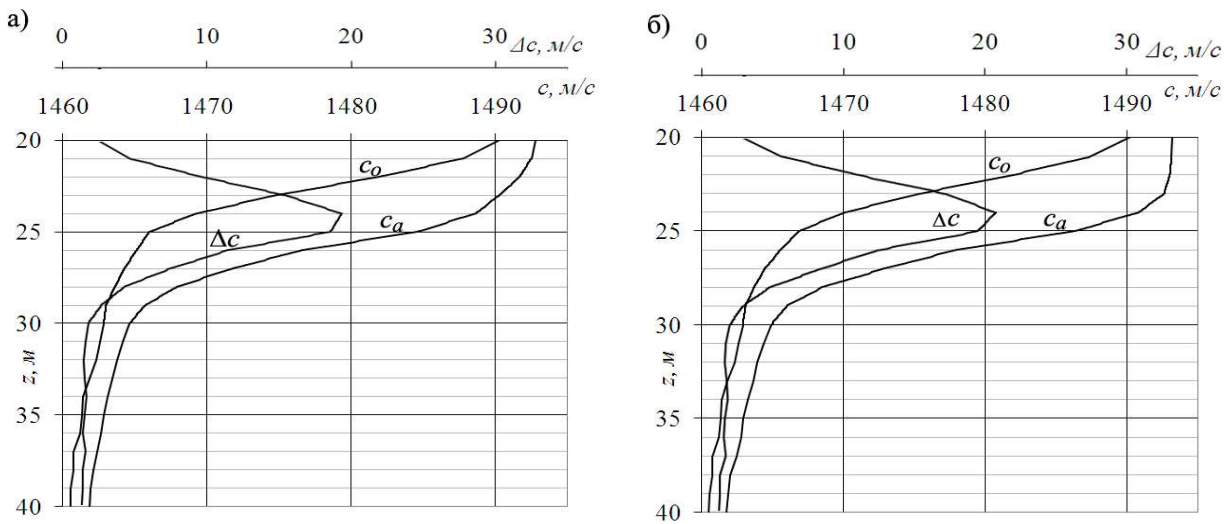


Рис. 2 – Опорный и аномальный профили скорости звука в сечениях 1,7 км (а) и 0,7 км (б) трассы, рейс 18, НИС «Трепанг», 12.10.97 г.[11]

При этом теряется связь между величинами аномалии поля Δc , сдвига Δz , формой лучей Γ_m и аномалиями времени ΔT_m . Но и при меньших значениях сдвига Δz и аномалии $\Delta c_i < c_{\text{вг}} - c_{\text{нг}}$, когда Δc_i еще зависит от Δz (рис. 2), не существует прямой зависимости ΔT_m от Δc , что крайне осложняет решение задачи инверсии (4). Вопросам аномалии времени луча и решению задачи инверсии в условиях сдвига велоклина и посвящена данная работа.

1. Аномалия времени луча в условиях сдвига термоклина

Отличия аномального и опорного времён T_m и T_m^o и возможность линейной инверсии обычно рассматривают в зависимости от аномалии поля Δc , полагая, что именно эта аномалия, в первую очередь, формирует аномалию времени ΔT_m . Такой подход, по-видимому, определяется сложившимся представлением [3], что аномалия времени по лучу, в первую очередь, определяется интегрированием аномалии поля по этому лучу (изменением скорости звука вдоль невозмущённой траектории), 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 (разрешенных лучей). Но в случаях сдвига велоклина при значительном отличии глубин верхних точек заворота аномального и опорного лучей это может оказываться неверным и именно отличие траекторий Γ_m и Γ_m^o будет, в первую очередь, определять аномалию времени ΔT_m для многих лучей.

Уравнение (4), полученное путем линеаризации (1), не учитывает изменения формы луча и не даёт понимания вопроса аномалии времени при сдвиге велоклина. Это понимание даёт исходное уравнение (1) – $\Delta T_m = T_m - T_m^o = \int_{\Gamma_m} (c_o + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^o} c_o^{-1} ds$. Аномальное время T_m , двойственным образом зависит от аномалии поля Δc . С одной стороны, аномалия Δc формирует аномалию времени, связанную с интегрированием по лучам – $\Delta T_{m_1} = \int c^{-2} \Delta c ds$. А с другой стороны, аномалия Δc меняет форму луча, трансформирует луч Γ_m^o в луч Γ_m , что

приводит к аномалии времени $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$, зависящей, в первую очередь, от сдвига велоклина Δz , $\Delta T_{m_2} \sim \Delta z$.

Изменение формы разрешенного луча в аномальном поле проявляется в некоторых вариациях длины его цикла D_{ij} , изменениях длин его верхних и нижних полуциклов и глубин верхних и нижних точек заворота. При этом небольшие изменения формы луча, длин его полуциклов и его положения в пространстве при больших, по сравнению с этими изменениями, масштабах неоднородностей аномального поля не будут приводить к существенным аномалиям времени. Изменения глубин нижних точек заворота z_m^- для большинства лучей тоже не приводят к заметным изменениям аномалии времени. Это объясняется тем, что как в океане, так и в Чёрном море нижняя (ниже оси канала) ветвь профиля скорости звука весьма близка к линейной – изогradientный слой (для Чёрного моря такое приближение справедливо для лучей с $z_m^- > 250-300$ м), – и увеличение глубины заворота луча, и увеличение пути по нижнему полуциклу компенсируется увеличением средней скорости по лучу [12, 13]. При этом основной причиной образования аномалии времени по лучу, связанной с изменением его формы $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$, будет изменение глубины его верхних точек заворота z_m^+ , $\Delta T_{m_2} \sim \Delta z$.

Аномальные лучи, заворачивающие в велоклине, воспринимают аномалию Δc самого клина и области глубин ниже нижней границы клина (обычно аномалия в наибольшей степени проявляется в области глубин оси канала и выше, до поверхности). Аномалия Δc в интервале глубин, определяемом сдвигом велоклина (Δc_2), будет определять вторую составляющую аномалии времени ΔT_{m_2} , а аномалия Δc в интервале глубин ниже нижней границы велоклина (Δc_1) будет определять первую составляющую аномалии времени ΔT_{m_1} . Первая составляющая аномалии времени ΔT_{m_1} определяется интегрированием аномалии Δc_1 по лучу, в первую очередь, интегрированием по их верхним полуциклам. При этом ΔT_{m_1} пропорциональна как величине аномалии Δc_1 , так и длине этих полуциклов. Вторая составляющая аномалии времени ΔT_{m_2} определяется разницей глубин верхних точек заворота аномального и опорного лучей, разницей глубин расположения велоклинов. Таким образом, соотношение между ΔT_{m_1} и ΔT_{m_2} будет определяться, с одной стороны, отличием аномального и опорного профилей на глубинах ниже нижней границы велоклина (аномалией поля Δc_1 в этом интервале глубин) и длиной верхних полуциклов лучей Γ_m , а с другой стороны – величиной вертикального сдвига велоклина, т.е. вертикальным размером аномалии Δc_2 .

Эффект сдвига велоклина будет проявляться существенно ($\Delta T_{m_2} \gtrsim \Delta T_{m_1}$) в случаях, когда аномалия поля ниже велоклина весьма невелика, формируемая в этом интервале глубин аномалия времени ΔT_{m_1} тоже невелика, и значительная часть аномалии времени лучей ΔT_m формируется в области глубин верхних точек заворота лучей, ΔT_{m_2} . При этом соотношение величин ΔT_{m_1} и ΔT_{m_2} будет различным для разных лучей и будет зависеть от их характеристик.

В условиях океана и в условиях Чёрного моря профили скорости звука существенно различны, существенно различны геометрия лучей и влияние сдвига велоклина на соотношение $\Delta T_{m_1} / \Delta T_{m_2}$. В океане величины сдвига велоклина Δz могут быть значительно большими, чем в Чёрном море (рис. 1, 2). Это и определяет значительно большие значения ΔT_{m_2} в океане. Но в океане велоклин выражен менее контрастно, чем в Чёрном море, градиент в клине значительно меньше, больше аномалия Δc_1 и разница глубин оси канала и велоклина. Это приводит к большим значениям ΔT_{m_1} . В Чёрном море обычно изменение скорости звука от оси канала до нижней границы клина мало, аномалия скорости звука Δc_1 в этом интервале глубин тоже мала (рис. 3), и более крутые лучи с меньшими глубинами верхних точек заворота не получают большую аномалию времени ΔT_{m_1} , как в океане. Более того, в Чёрном море (рис. 4) для более крутых лучей с большими углами выхода χ_o длина верхних полуциклов D_u^+ и длина пути по ним s^+ не увеличивается, как обычно бывает в океане, а уменьшается. При этом уменьшение s^+ при увеличении χ_o будет приводить к уменьшению первой составляющей аномалии времени ΔT_1 . Принципиальным отличием

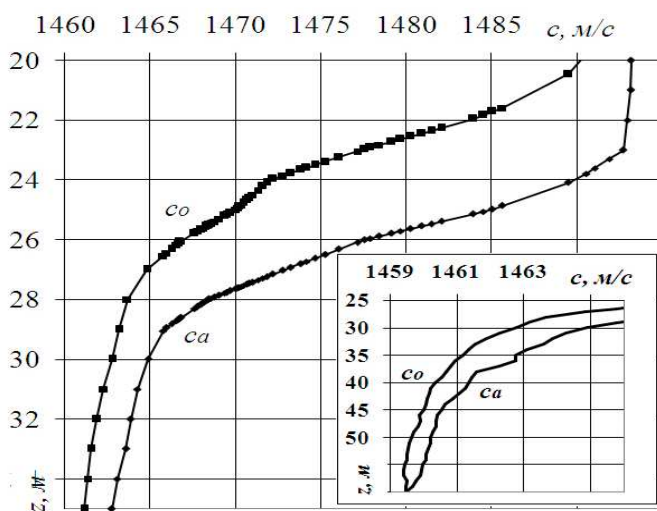


Рис. 3 - Опорный и аномальный профили скорости звука в сечении трассы 2,9 км, рейс 18, НИС «Трепанг», 12.10.97 г. [11]

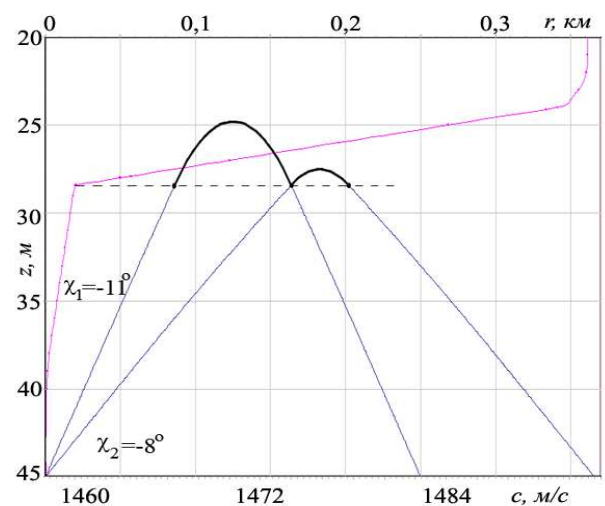


Рис. 4 – Профиль скорости звука и лучевые траектории с разными углами выхода

профилей скорости звука и геометрии лучей в Чёрном море является огромная разница градиентов в велоклине и в нижней ветви профиля, и длин нижних и верхних полуциклов лучей. Значительно меньшие длины верхних полуциклов и меньшие пути лучей в аномальной области будут приводить к меньшим величинам первой составляющей аномалии времени ΔT_{m_1} . Поэтому в Чёрном море, несмотря на значительно меньшие значения ΔT_{m_2} , из-за значительно меньших значений ΔT_{m_1} , отношения $\Delta T_{m_2} / \Delta T_{m_1}$ часто будут большими, чем в случае океана, и влияние эффекта сдвига велоклина на аномалию ΔT_m будет большим. В этом и заключается феномен эффекта сдвига велоклина в условиях Чёрного моря. При этом условием существенности эффекта сдвига велоклина и значительности отношений

$\Delta T_{m_2} / \Delta T_{m_1}$, как в океане, так и в Чёрном море, является значительность величины сдвига Δz и достаточно малые значения аномалии Δc_1 ниже нижней границы клина.

Численное моделирование и исследования зависимости аномалии времени ΔT_m от сдвига глубин велоклина $\Delta z_{вк}$ реальных профилей (рис. 2, 3) показали, что эта зависимость достаточно близка к линейной. Причём изменение относительной аномалии времени $\Delta T_m / \Delta z_{вк}$ для разных лучей связано с изменением значения их угла скольжения на оси канала χ_o . Зависимости аномалии времени ΔT_m от аномалии скорости звука Δc и градиента скорости звука в велоклине $g_{вк}$ оказались крайне неопределёнными и незначительными.

Рассмотрение геометрии лучей при сдвиге велоклина показывает, что в изоскоростном слое при бесконечно удалённой точке приёма (рис. 5а,б) разница путей по верхним полуциклам аномального и опорного лучей (рис. 5в) составляет:

$$\Delta s^+ = BC - BF = 2\Delta z \cdot \sin \chi_o. \quad (10)$$

При этом аномалия времени будет иметь значение:

$$\Delta T = \Delta T_2 = \Delta s^+ / c_o = 2\Delta z \cdot \sin \chi_o / c_o. \quad (11)$$

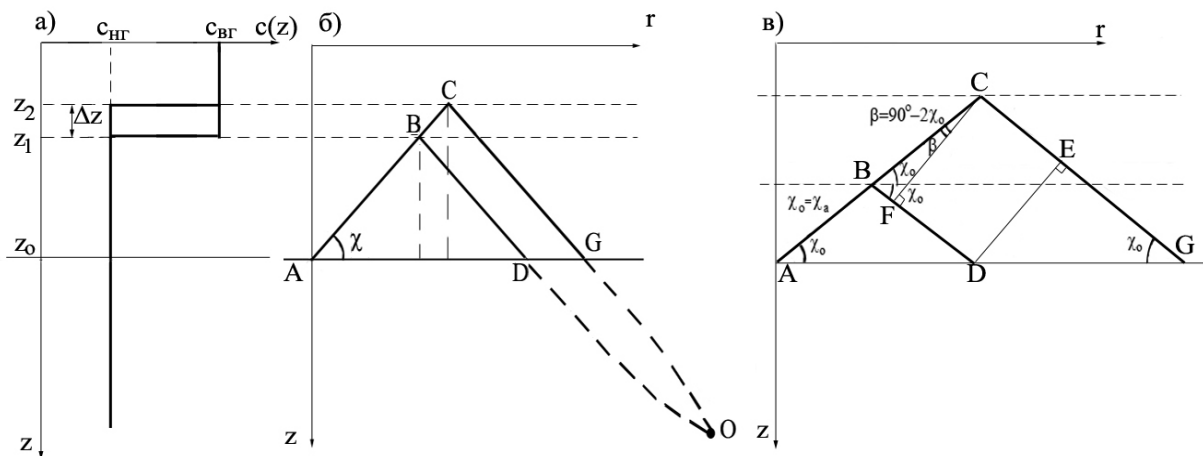


Рис. 5 – Профиль скорости звука (а), геометрия лучей (б) и разница длин аномального и опорного лучей (в)

В случае изоскоростного слоя и конечной удалённости точки приёма (углы аномального и опорного лучей различны, $\chi_o \neq \chi_a$) разница путей по верхним полуциклам составит:

$$\Delta s^+ \approx 2\Delta z \cdot \sin[(\chi_o + \chi_a) / 2]. \quad (12)$$

Если верхний слой (выше оси канала) изоскоростной, а нижний слой изогradientный (рис. 6), то аномалия времени ΔT будет определяться изменением пути и времён по верхним полуциклам, Δs^+ и ΔT_2 , и разницей пути и времён по нижним полуциклам (по участкам траекторий DO и EGO – рис. 6). В изоскоростном слое (нижние полуциклы) изменения

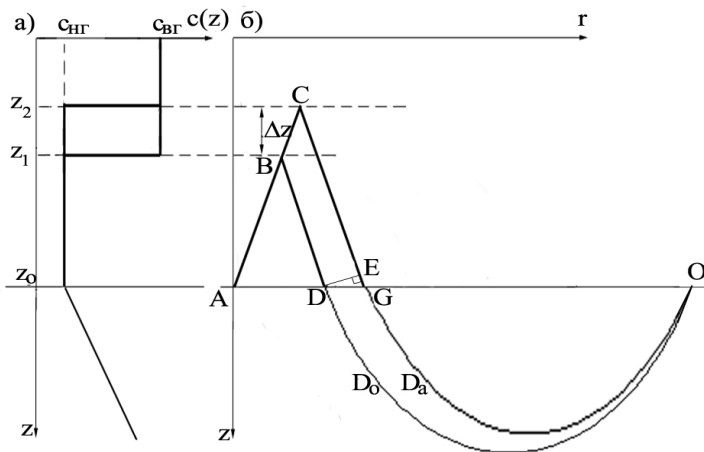


Рис. 6. - Профиль скорости звука (а) и геометрия лучей (б)

глубин заворота лучей [12, 13] крайне мало сказываются на временах распространения. При этом аномалия времени, связанная с изменением формы верхних полуциклов, будет абсолютно преобладать над аномалией времени, связанной с изменениями нижних полуциклов, и вторая составляющая аномалии времени ΔT_{m_2} , связанная со сдвигом велоклина, с достаточно высокой точностью будет определяться соотношением (11). Из этого соотношения следует, что

аномалия времени прямо пропорциональна величине сдвига клина Δz и углу выхода луча (на оси) χ_o . Это соотношение будет в значительной степени справедливо и для реальных профилей, у которых изменения скорости звука от оси канала до нижней границы велоклина малы, а нижняя ветвь профиля скорости звука удовлетворительно аппроксимируется прямой линией.

В случаях, когда аномалию времени ΔT_2 , связанную со сдвигом клина Δz , с некоторым приближением можно оценивать изменением пути Δs^+ по верхнему полуциклу луча, $\Delta T_2 = \Delta s^+ / c_o = 2\Delta z \cdot \sin \chi_o / c$, а аномалию времени ΔT_1 , связанную с интегрированием аномалии поля Δc_1 по верхнему полуциклу луча, можно определять соотношением $\Delta T_1 \approx \Delta c_{1cp} \cdot s^+ / c^2$, условие существенности эффекта сдвига велоклина, $\Delta T_{m_2} \gtrsim \Delta T_{m_1}$ можно сформулировать следующим образом:

$$\Delta s^+ / s^+ = 2\Delta z \cdot \sin \chi_o / s^+ \gtrsim \Delta c_{1cp} / c. \quad (13)$$

Для характерных гидрологий Чёрного моря, когда $\Delta c_{1cp} \sim 1-2$ м/с (рис. 2, 3), для лучей с χ_o от 5° до 12° и $D_u^+ \approx s^+ \sim 0,5-0,2$ км это условие выполняется при $\Delta z \sim 0,5-2,5$ м. Т.е., даже небольшой сдвиг велоклина в условиях Чёрного моря почти всегда сопровождается относительно большими величинами ΔT_2 , по крайней мере, для крутых лучей. Обычно c на три порядка превосходит Δc_1 , $c/\Delta c_1 \sim 10^3$, и даже малые изменения пути Δs^+ , связанные со сдвигом Δz , даже на три-четыре порядка меньшие пути лучей s в аномальной области Δc_1 , уже будут существенно влиять на общую аномалию по лучу ΔT_m (13). Особенно большим это влияние может быть в Чёрном море, где интервалы глубин аномалии поля и пути лучей в аномальных областях могут быть крайне малыми.

Эффект сдвига велоклина и его влияние на аномалию времени ΔT_m проявляется существенно разное для разных лучей (крутых и пологих) и зависит от угла выхода луча χ_o . В условиях гидрологии Чёрного моря обычно скорость звука от оси канала до нижней границы велоклина меняется мало, а градиент в клине крайне высок. При этом верхние полуциклы лучей с определенной точностью можно представлять двумя отрезками прямых

линий и областью заворота малой протяжённости (рис. 4), а длину полуцикла, D_{ψ}^+ (и путь по нему, s^+), соотношением $s^+ \approx 2(z_o - z_{\text{нг}})/\text{tg } \chi_o$, где $z_{\text{нг}}$ – глубина нижней границы клина. С учётом этого, отношение аномалий времен для малых углов χ_o будет иметь значение:

$$\Delta T_2 / \Delta T_1 \approx [\sin \chi_o \cdot \text{tg } \chi_o \cdot \Delta z / (z_o - z_{\text{нг}})] / (\Delta c_{\text{лср}} / c) \approx [\chi_o^2 \cdot \Delta z / (z_o - z_{\text{нг}})] / (\Delta c_{\text{лср}} / c) \quad (14)$$

Последнее выражение показывает, что эффекты сдвига велоклина значительно больше для более крутых лучей и пропорциональны квадрату угла скольжения луча χ_o . Они также зависят от высоты верхнего полуцикла луча, определяемого отстоянием по глубине велоклина от оси канала, обратно пропорциональны ей. Это выражение позволяет оценивать в условиях Чёрного моря соотношения линейной (по Δc) компоненты аномалии времени ΔT_1 и нелинейной, зависящей от изменения формы луча, ΔT_2 .

Отличия T_m и T_m^o и ΔT_m для лучей, заворачивающих в велоклине, зависят от их сдвига Δz и от отличия аномальных и опорных профилей. В Чёрном море в случае вихревых образований аномалия Δc может быть значительной до глубин, значительно больших, чем глубина оси z_o [14]. При этом путь интегрирования по области существенных аномалий поля Δc значительно возрастает, что приводит к увеличению ΔT_{m_1} . Поэтому, в случае вихрей даже при больших величинах сдвига клина Δz составляющая ΔT_{m_1} остаётся преобладающей над ΔT_{m_2} почти для всех лучей. Но в случае неоднородностей, область глубин аномалии поля Δc которых мала (до оси канала), таких как внутритермоклинные линзы или опускание тёплых вод в потоке ОЧТ, из-за малых путей интегрирования аномалии Δc даже при малых сдвигах клина Δz составляющая ΔT_{m_2} может оказываться преобладающей для многих лучей и эффект сдвига велоклина будет значительным.

2. Решение задачи инверсии в условиях сдвига термоклина

Численное моделирование показало, что в Чёрном море в случае вихревых образований и, особенно, в случае внутритермоклинных линз и сдвига термоклина в ОЧТ, аномалия времён распространения многих лучей, в первую очередь, формируется за счёт изменений глубин велоклина, ΔT_{m_2} , а не аномалией поля и интегрированием по лучам, ΔT_{m_1} . Такой результат ставит под сомнение как идеологические основы акустического мониторинга, так и принятые подходы к решению задач акустической инверсии. Действительно, в случае аномалии тёплых или холодных вод (опускание или подъём велоклина) при сканировании аномалии лучами, верхние точки заворота которых находятся в области глубин клина, или аномальные лучи (положительная аномалия), или опорные лучи (отрицательная аномалия) не проходят в области глубин аномалии поля (между велоклинами). При этом складывается ситуация, когда аномальные лучи получают аномалию времени распространения, 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, основанного на лучевом зондировании – прохождении аномальных и опорных лучей в аномальном поле.

Применение уравнений линейной инверсии (4) и замена Γ_m на Γ_m^o требует не только малости отличия аномальных Γ_m и опорных Γ_m^o 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 и в некоторых случаях (идеализированная аномалия – параллельный сдвиг велоклина) определяют их, равны им, $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o) = \Delta T_m$. В этих случаях линейная инверсия не применима и нужно искать другие решения задач инверсии и восстановления аномалии поля. В случаях, когда в общей аномалии времени ΔT_m преобладает составляющая, связанная с различием аномального и опорного лучей $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^o)$, определяемая, в первую очередь, отличием глубин их верхних точек заворота, $\Delta T_{m_2} \sim \Delta z_m^+$, для решения задач инверсии и восстановления профилей в области велоклина нами предлагается использовать зависимость ΔT_m не от аномалии Δc , а от сдвига велоклина $\Delta z_{\text{вк}}$, сдвига по глубине точек аномального и опорного профилей скорости звука, имеющих одни и те же значения c_i .

Идея подхода заключается в том, что в этих случаях 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.

В наших работах [8, 14, 15] для восстановления полей неоднородностей – аномалии поля скорости звука антициклонического вихря, поля течения ОЧТ и аномалии поля температуры ОЧТ, – использовалась зависимость Δc от ΔT – метод последовательного подбора точек профилей скорости звука $c_i(z_i)$ в сечениях поля, при которых обеспечиваются необходимые значения ΔT_m . Для поля скорости течения, имевшего и малые значения, и малые вертикальные и горизонтальные градиенты [8], проблем с восстановлением не возникало. Для поля антициклонического вихря, имевшего достаточно большие значения аномалий и градиентов [14], восстановление по такому методу было более сложным, что отразилось на точности восстановления. В случае же аномалии поля температуры ОЧТ при больших величинах аномалий и сдвиге термоклина по глубине (рис. 2, 3) из-за отсутствия однозначной связи Δc и ΔT и накопления ошибок расчетов точек $\Delta c_i(z_i)$ профилей (ошибка предыдущего расчета влияет на расчёт точек последующих глубин), процесс восстановления $\Delta c_i(z_i)$ по ΔT_m проходил крайне плохо – плохая сходимость расчётов по разным начальным моделям и сложность восстановления участков велоклинов с большими градиентами [15]. В последнем случае для решения задачи восстановления необходимо использовать зависимость ΔT_m от сдвига велоклина $\Delta z_{\text{вк}}$.

В реальных профилях Чёрного моря значения скорости звука от оси канала до нижней границы велоклина изменяются, обычно, не более 3-7 м/с (рис. 2, 3). Разница этих изменений для аномального и опорного профилей ещё меньше, и обычно не превышает 1-3 м/с. При таких разнице значений скорости звука и разнице глубин оси канала и нижней границы велоклина $z_o - z_{\text{нг}} \sim 10-30$ м, для крутых лучей (большие χ_o), первая составляющая аномалии времени ΔT_{m_1} , связанная с интегрированием аномалии Δc по лучу, оказывается многократно меньше второй составляющей ΔT_{m_2} , связанной со сдвигом велоклина Δz . В этом случае точность восстановления профилей по зависимости $\Delta z_{\text{вк}}$ от ΔT_m будет высокой. В случае пологих лучей (меньшее влияние Δz из-за меньших χ_o и большее влияние Δc из-за

большого пути в аномальной области глубин $z_o - z_{нг}$) первая составляющая аномалии времени ΔT_{m_1} может оказаться сопоставимой или даже больше второй составляющей ΔT_{m_2} . При этом зависимость ΔT_m от $\Delta z_{вк}$ будет далека от линейной. Поэтому, восстановление начальных точек профиля в нижней части велоклина, для которых используются пологие лучи с наименьшими значениями углов скольжения χ_o , будет происходить с малой точностью. Для преодоления этой трудности предлагается использовать метод многократных приближений, позволяющий обеспечить высокую точность соответствия Δz и ΔT .

Методика восстановления аномального профиля предлагается следующей. Вначале, исходя из аномалий сигналов лучей Δt_i (ΔT_m), на основании соотношения (11) $\Delta z_{p_i}(c) = \Delta t_i \cdot c_{из}^o / 2 \sin \chi_o$ определяются величины начальных сдвигов точек первого восстановленного профиля относительно точек опорного профиля. Этот первый восстановленный профиль заметно отличается от аномального в области нижней границы велоклина, что связано со значительной величиной первой составляющей аномалии времени ΔT_{m_1} , определяемой интегрированием по пологим лучам аномалии Δc . На втором этапе уточняется положение (методом подбора соответствия Δt и Δz) нескольких начальных точек восстанавливаемого профиля. Далее восстановление выполняется по следующей схеме: находятся аномалии времени расчётных (по восстанавливаемому профилю) и аномальных лучей, $\delta \Delta t_i$, эти аномалии по формуле (11) пересчитываются в разницы глубин точек профилей $\delta \Delta z_{p_i}(c)$ (восстанавливающая функция), по этим разностям строится следующий восстанавливаемый профиль, строятся следующие расчётные лучи и находятся следующие расчётные аномалии времени $\delta \Delta t_i$, и так далее, до получения необходимой (по $\delta \Delta t_i$) точности восстановления.

Выводы

Определены особенности явления сдвига термоклина в задачах акустического мониторинга Черного моря, когда из-за малого интервала глубин аномальных областей, малых длин верхних полуциклов лучей и эффекта уменьшения этих длин при увеличении углов выхода, аномалия времени лучей, в отличие от общепринятых представлений, в первую очередь, определяется не интегрированием аномалии поля по лучу, а изменением формы луча, глубины его верхней точки заворота. Предложенный метод восстановления полей неоднородностей основан не на общепринятой инверсии аномалий времени лучей в аномалии скорости звука, а на инверсии этих аномалий времени в вертикальные сдвиги точек профиля скорости звука; научная новизна работы состоит в развитии методов восстановления полей неоднородностей при акустическом лучевом зондировании.

Понимание механизмов формирования аномалии времени лучей при сдвиге велоклина и использование нового подхода к решению задач инверсии представляются важным инструментом решения задач акустического мониторинга и восстановления полей неоднородностей при акустическом лучевом зондировании. Предложенный метод восстановления позволяет решить ряд важных задач акустического мониторинга, в которых эффекты сдвига термоклина существенны, таких, как восстановление полей интенсивных вихрей, внутритермоклинных линз и одну из важнейших задач мониторинга Чёрного моря – измерения поля температуры в потоке ОЧТ и решение задачи его тепломассопереноса.

Литература

1. Аки А. Количественная сейсмология / Аки А., Ричардс П. – М.: Мир, 1983. Т. 2. – 880 с.
2. Акустическая томография океана / Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. – 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. О возможностях акустического мониторинга поля Основного черноморского течения / Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Каташинская Н.С., Скипа М.И. // 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. <http://www.ocean.nodc.org.ua/DataAccess.php>
12. Бреховских Л.М. Теоретические основы акустики океана / Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. – Л.: Гидрометиздат, 1982. – 262 с.
13. Андреева И.Б. Физические основы распространения звука в океане / Андреева И.Б. – Л.: Гидрометеиздат, 1975. – 190 с.
14. Богушевич В.К. О возможностях акустического мониторинга вихревого образования / В.К. Богушевич, Л.Н. Замаренова, М.И. Скипа // Консонанс–2009 : Акустичний симпозіум 29 вересня – 1 жовтня 2009 р.: Зб. праць – Київ: Ін-т гідромеханіки, 2009. – С. 96 – 102.
15. Богушевич В.К. Акустический мониторинг поля температуры Основного черноморского течения / В.К. Богушевич, Л.Н. Замаренова, Н.С. Каташинская, М.И. Скипа // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа : Сб. научн. тр. – 2012. – Вып. 26.

Стаття надійшла до редакції 18 грудня 2012 р. російською мовою

**© В.К. Богушевич, Н.С. Никонюк, М.І. Скипа
АНОМАЛІЯ ЧАСУ ПРОМЕНЯ ТА РІШЕННЯ ЗАДАЧІ ІНВЕРСІЇ
В УМОВАХ ЗСУВУ ТЕРМОКЛИНУ**

Розглядаються питання формування аномалії часу променя в умовах зсуву термоклинну і умови «значимості зсуву», при яких аномалія часу більшою частиною визначається зсувом траєкторій, а не інтегруванням аномалії поля по променю. Запропоновано метод відновлення полів неоднорідностей заснований на інверсії аномалій часу променів у вертикальні зсуви точок профілю швидкості звуку.

**© Valery. Bogushevich, Nadegda S. Nikonuk, Mikhail I. Skipa
THE BEAM TIME ANOMALY AND THE INVERSION
TASK SOLUTION IN CONDITIONS OF THERMOCLINE SHIFT**

Questions of reconstruction the formation of anomaly of time of ray in the conditions of thermocline shift and conditions of the "significant shift" in which most of anomaly of time determined by the trajectories shift, rather than integrating of anomaly of field along the ray are considered. The method of reconstruction of fields of non-uniformity is offered, which is based on inverse of anomalies time rays from vertical shift of sound velocity profile points.