

УДК 535.012

ВЛИЯНИЕ ОКЕАНИЧЕСКИХ СИНОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ НА ДЛИТЕЛЬНОСТЬ МОДОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Д. В. Макаров¹, Л. Е. Коньков¹, П. С. Петров^{1,2}*

¹ Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН;

² Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия

Рассмотрена задача о рассеянии модовых акустических импульсов на синоптических вихрях с учётом влияния поля внутренних волн. Использован лучевой формализм в терминах переменных действие—угол. Показано, что искажение профиля скорости звука, обусловленное синоптическим вихрем, усиливает рассеяние определённых пучков лучей на внутренних волнах. Получены формулы, позволяющие идентифицировать соответствующие таким пучкам модовые импульсы. Эти импульсы выделяются на фоне остальных увеличенной длительностью. Данное обстоятельство может быть использовано для получения дополнительной информации при акустической томографии. В качестве примера рассмотрена модель подводного звукового канала в Японском море.

ВВЕДЕНИЕ

Классическая схема гидроакустической томографии океана [1], предложенная в 1979 году Манком и Вуншем, основана на анализе времён прихода сигнала вдоль собственных лучей, соединяющих приёмник и источник. Позднее было выяснено, что возможности схемы Манка—Вунша существенно ограничены лучевым хаосом, т. е. неустойчивостью лучей по Ляпунову вследствие их рассеяния на внутренних волнах. Лучевой хаос приводит к экспоненциальному росту числа собственных лучей по мере увеличения дистанции между приёмником и источником, вследствие чего задача реконструкции параметров среды становится некорректной в математическом смысле [2]. Несмотря на существенный прогресс в понимании механизмов лучевого хаоса (см. монографии [3, 4], обзоры [5–8], а также работы [9–21]), однозначного ответа на вопрос о границах применимости схемы Манка—Вунша до сих пор не дано. В связи с этим особую важность приобретают альтернативные схемы акустической томографии, например модовая томография [22–24]. Она может осуществляться путём анализа времён прихода модовых импульсов, что весьма похоже на схему Манка—Вунша. Важным преимуществом данного метода является возможность использования низкочастотных сигналов, которые в меньшей степени подвержены влиянию лучевого хаоса [25–28]. Однако при частотах звука порядка 50÷100 Гц лучевой хаос остаётся достаточно существенным фактором. Его влияние проявляется как значительное увеличение длительности отдельных модовых импульсов [3, 4, 29, 30] вследствие свойственного хаосу сильного межмодового взаимодействия [31]. Таким образом, хаос существенно увеличивает погрешность при оценке групповых скоростей модовых импульсов, что затрудняет реконструкцию параметров среды.

В данной работе мы показываем, что хаос может играть не только деструктивную, но и конструктивную роль с точки зрения акустической томографии. Ключевым моментом в предлагаемом нами подходе является способность синоптических вихрей менять картину рассеяния различных мод акустического поля. В частности, они могут вызывать интенсивный обмен энергией внутри ограниченной группы мод с определённой геометрией распространения. Вследствие межмодовой дисперсии увеличение длительности для модовых импульсов, соответствующих этой

* makarov@poi.dvo.ru

группе, будет наибольшим. Безусловно, выделение модовых импульсов может вызвать значительные затруднения в эксперименте, поскольку это требует использования протяжённой приёмной акустической антенны, нижний конец которой погружается на большую глубину. С другой стороны, это позволяет существенно увеличить объём извлекаемой информации. Кроме того, модовые импульсы с пониженной геометрической расходимостью могут быть использованы для подводной связи [32].

В качестве примера мы рассмотрим модельный волновод, достаточно близкий по свойствам к акустической трассе в Японском море между полуостровом Гамова и банкой Кита-Ямато. Интерес к этой трассе обусловлен результатами проведённого здесь в августе 2006 года акустического эксперимента. В этом эксперименте широкополосные звуковые импульсы с центральными частотами 366 и 600 Гц излучались источником на мелководье вблизи полуострова Гамова и принимались в глубоководной зоне [33]. Расстояние между источником и приёмником варьировалось от 55 до 368 км. Приёмником служил гидрофон, спускаемый с яхты на глубину оси подводного звукового канала. Важным результатом этого эксперимента стала удивительная устойчивость распространения звука вдоль оси канала — моменты приходов сигналов вдоль приосевых лучей прекрасно разрешались во времени. Аналогичная картина была обнаружена в более раннем эксперименте [34]. Формирование хорошо разрешаемых приосевых приходов весьма нетипично для глубокого океана, поскольку, как правило, приосевые лучи сильнее всего подвержены лучевому хаосу, что делает соответствующие им моменты приходов неразличимыми (см., например, [15]).

Как было отмечено в работе [35], хорошая разрешаемость приосевых приходов связана с двумя факторами. Во-первых, возмущение скорости звука, обусловленное внутренними волнами, плавно меняется с глубиной, что является отличительной гидрологической особенностью северо-западной части Японского моря. Второй фактор — это возможность образования приосевого слабоборасходящегося пучка [36–38]. Слабоборасходящиеся пучки соответствуют вырожденным торам в фазовом пространстве, которые известны своей исключительной способностью сохранять устойчивость по Ляпунову [39, 40]. Принимая всё это во внимание, распространение звука в Японском море можно охарактеризовать как слабо подверженное хаосу. Появление синоптического вихря может существенно изменить эту картину, селективно усилив хаотичность лучей, проходящих через вихрь под определёнными углами. В некотором смысле подводный звуковой канал в Японском море является «удачной» моделью для применения предлагаемого нами подхода, поскольку для него контраст между сигналами, распространяющимися вдоль регулярных и хаотических лучей, может быть особенно заметен.

Статья построена следующим образом. В разделе 1 представлены общие формулы, описывающие динамику звуковых волн в неоднородных подводных звуковых каналах, а также приводится определение модового импульса. В разделе 2 проводится теоретический анализ рассеяния звука на синоптическом вихре в рамках лучевого подхода. Раздел 3 посвящён модели подводного звукового канала, используемой в вычислениях. Теоретические результаты раздела 2 сравниваются с результатами численного моделирования в разделе 4. Основные итоги работы обсуждаются в Заключение.

1. ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ

Горизонтальная изменчивость океана намного слабее вертикальной, что позволяет нам свести исходную трёхмерную волновую задачу к двумерной с помощью предположения о цилиндрической симметрии распространения волн, пренебрегая при этом влиянием боковой горизонтальной

рефракции. Поле скорости звука может быть представлено в виде суммы

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

где z — глубина, r — горизонтальная координата вдоль направления распространения, c_0 — скорость звука на оси невозмущённого волновода. Функция $\Delta c(z)$ определяет опорный (горизонтально однородный) профиль скорости звука, а функция $\delta c(z, r)$ описывает горизонтальную изменчивость скорости звука и может трактоваться как возмущение. В данной работе предполагается, что ось z направлена вниз, а горизонт $z = 0$ соответствует поверхности океана.

Пространственные вариации скорости звука являются малыми по сравнению с её абсолютными значениями. Соответственно, показатель преломления для звуковых волн слабо меняется внутри водной толщи. Это означает, что подводный звуковой канал способен удерживать только волны, распространяющиеся под малыми углами относительно горизонтальной плоскости. При больших углах волны достигают поглощающего дна, что препятствует их распространению на дальние расстояния. Таким образом, при исследовании дальнего распространения звука мы можем воспользоваться малоугловым приближением. В этом случае звуковое поле может быть описано стандартным (узкоугольным) параболическим уравнением

$$\frac{i}{k_0} \frac{\partial \Phi(z, r, k_0)}{\partial r} = -\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2 \Phi(z, r, k_0)}{\partial z^2} + [U(z) + V(z, r)] \Phi(z, r, k_0), \quad (2)$$

где волновая функция Φ связана с акустическим давлением u с помощью формулы

$$u = \Phi \exp(ik_0 r) / \sqrt{k_0 r}. \quad (3)$$

Здесь знаменатель $\sqrt{k_0 r}$ соответствует цилиндрической расходимости звука, а величина k_0 представляет собой волновое число в изотропной среде со скоростью звука c_0 . Это число связано с частотой звука f соотношением

$$k_0 = 2\pi f / c_0. \quad (4)$$

В данной работе рассматривается ситуация, когда звук распространяется внутри водной толщи, не достигая границ раздела сред. Поэтому мы используем идеализированные граничные условия на поверхности океана $z = 0$ и дне $z = h$:

$$\Phi|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=h} = 0. \quad (5)$$

Функции $U(z)$ и $V(z, r)$ определяются пространственной изменчивостью скорости звука. В малоугловом приближении они могут быть записаны как

$$U(z) = \frac{\Delta c(z)}{c_0}, \quad V(z, r) = \frac{\delta c(z, r)}{c_0}. \quad (6)$$

Мы рассматриваем случай, когда горизонтальная изменчивость скорости звука может быть представлена в виде

$$\delta c(z, r) = \delta c_{iw}(z, r) + \delta c_{eddy}(z, r), \quad (7)$$

где $\delta c_{iw}(z, r)$ и $\delta c_{eddy}(z, r)$ — возмущения скорости звука, обусловленные полем внутренних волн и синоптическим вихрем соответственно. Здесь δc_{iw} — случайное поле, интенсивность которого существенно отлична от нуля в приповерхностном слое, толщина которого обычно составляет

десятки или сотни метров. В глубоком море обычно можно пренебречь горизонтальной изменчивостью статистических свойств δc_{iw} , т. е. рассматривать $\delta c_{iw}(z, r)$ при фиксированном значении z как стационарный случайный процесс. Функция δc_{eddy} представляет собой локализованное в пространстве возмущение. Его характерные масштабы составляют десятки или сотни километров по горизонтали и сотни метров по вертикали. Максимальные амплитуды неоднородностей можно охарактеризовать неравенством

$$|\delta c_{iw}|_{\max} \ll |\delta c_{eddy}|_{\max} \ll |\Delta c|_{\max}. \quad (8)$$

Решение параболического уравнения (2) может быть представлено в виде разложения по модам невозмущённого волновода

$$\Phi(z, r, k_0) = \sum_n a_n(r, k_0) \Phi_n(z, k_0) \exp[-ik_0 E_n(k_0)r]. \quad (9)$$

В отсутствие возмущения ($V = 0$) модовые амплитуды a_n не зависят от горизонтальной координаты r и определяются только полем источника звука. Моды невозмущённого волновода Φ_n и соответствующие им собственные числа E_n являются решениями задачи Штурма—Лиувилля

$$-\frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 \Phi_n(z, k_0)}{\partial z^2} + U(z) \Phi_n(z, k_0) = E_n(k_0) \Phi_n(z, k_0) \quad (10)$$

с соответствующими граничными условиями (в нашем случае (5)). Неоднородность скорости звука вдоль трассы волновода приводит к перекачке акустической энергии между модами, в результате чего их амплитуды a_n становятся функциями горизонтальной координаты r . В данной работе мы рассматриваем так называемые модовые импульсы [4]

$$\psi_n(r, t) = \int a_n^*(r, f) S(f) \exp[2\pi i f(r/c_0 - t)] df, \quad (11)$$

где функция $S(f)$ описывает частотный спектр источника звука и проведена замена аргумента k_0 на f с помощью формулы (4). Пример выделения модовых импульсов из экспериментальных данных представлен в работе [29].

2. РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА СИНОПТИЧЕСКИХ ВИХРЯХ В ЛУЧЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В коротковолновом пределе $k_0 \rightarrow \infty$ решение параболического уравнения (2) может быть представлено в виде суммы по лучам, траектории которых определяются гамильтонианом

$$H = p^2/2 + U(z) + V(z, r), \quad (12)$$

где $p = \operatorname{tg} \chi$, χ — угол скольжения луча. Соответствующие уравнения Гамильтона выглядят следующим образом:

$$\frac{dz}{dr} = \frac{\partial H}{\partial p} = p, \quad \frac{dp}{dr} = -\frac{\partial H}{\partial z} = -\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial z}. \quad (13)$$

Для начала положим $\delta c_{iw} = 0$, т. е. будем учитывать только возмущение, обусловленное синоптическим вихрем. Для описания рассеяния лучей на синоптических вихрях удобно преобразовать лучевые уравнения путём перехода к переменным действие—угол

$$I(E) = \frac{1}{\pi} \int_{z_{\text{up}}}^{z_{\text{low}}} \sqrt{2[E - U(z)]} dz, \quad \vartheta = \frac{\partial}{\partial I} \int_{z_{\text{up}}}^z \sqrt{2[E - U(z)]} dz, \quad (14)$$

где

$$E = p^2/2 + U(z). \quad (15)$$

Переменные действие—угол ранее использовались для анализа рассеяния лучей на синоптических вихрях в работах [41, 42]. Смысл параметра E становится весьма прозрачным, если принять во внимание, что в математическом смысле траектория луча в волноводе аналогична колебаниям частицы в потенциальной яме. При таком рассмотрении E — это энергия колебаний в отсутствие возмущения $V(z, r)$. Основной вклад в моду с номером n дают лучи, для которых $I \approx I_n$ [31], где I_n удовлетворяет правилу квантования Эйнштейна—Бриллюэна—Келлера

$$k_0 I_n = n - 1/2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

Отметим, что формула (16) соответствует случаю, когда обе точки заворота луча находятся внутри водной толщи. Именно этот случай рассматривается в данной работе. После преобразования лучевых переменных

$$z = z(I, \vartheta), \quad p = p(I, \vartheta), \quad (17)$$

гамильтониан (12) принимает вид

$$H = E(I) + V_{\text{eddy}}(I, \vartheta, r), \quad (18)$$

где $V_{\text{eddy}}[z(I, \vartheta, r)] = \delta c_{\text{eddy}}[z(I, \vartheta)]/c_0$ — возмущение, обусловленное вихрем. Преобразованные лучевые уравнения выглядят следующим образом:

$$\frac{dI}{dr} = -\frac{\partial H}{\partial \vartheta} = -\frac{\partial V_{\text{eddy}}}{\partial \vartheta}, \quad \frac{d\vartheta}{dr} = \frac{\partial H}{\partial I} = \omega + \frac{\partial V_{\text{eddy}}}{\partial I}, \quad (19)$$

где $\omega = \partial E / \partial I$ — частота пространственных колебаний луча в волноводе без учёта влияния неоднородности. С помощью простой формулы

$$\omega = 2\pi/D \quad (20)$$

величина ω связана с длиной цикла траектории луча D , т. е. расстоянием между двумя ближайшими верхними (или нижними) точками заворота луча.

В отсутствие вихря система уравнений (19) легко интегрируется

$$I = \text{const}, \quad \vartheta = \omega(I)r + \vartheta_0, \quad (21)$$

где $\vartheta_0 = \vartheta(r=0)$. При наличии вихря мы можем провести качественный анализ уравнений (19) с помощью теории возмущений, используя решение (21) в качестве нулевого приближения. Можно добиться существенного упрощения, если принять во внимание, что горизонтальные размеры вихря, как правило, существенно превышают длину цикла траектории луча в волноводе. Тогда мы можем ввести «растянутую» горизонтальную координату

$$\bar{r} = r/\Delta r, \quad (22)$$

где Δr характеризует размер вихря по горизонтали. Будем рассматривать $\bar{r}$ как медленно меняющийся параметр, т. е. $V_{\text{eddy}} = V_{\text{eddy}}(I, \vartheta, \bar{r})$.

Обратим внимание на второе уравнение в (19). Прежде всего, сделаем преобразование

$$\frac{dV_{\text{eddy}}}{dI} = \frac{\partial V_{\text{eddy}}}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial I}. \quad (23)$$

Известно, что крупномасштабные синоптические вихри способны переносить водные массы, существенно отличающиеся по своим гидрологическим характеристикам от фонового окружения. Вследствие этого максимальное значение функции $\delta c_{\text{eddy}}(z, r)$ может быть достаточно велико, а производная $\partial V_{\text{eddy}}/\partial z$ — иметь один порядок величины с $\partial U/\partial z$. Таким образом производная $\partial V_{\text{eddy}}/\partial I$ может иметь один порядок величины с частотой ω , отличаясь при этом знаком. Если это так, то на определённых участках траектории возможно выполнение условия

$$\frac{d\vartheta}{dr} = 0, \quad (24)$$

т. е. происходит захват фазы и «замораживание» колебаний луча. Это означает смену режима распространения луча и переход от колебаний к плавному скольжению под некоторым почти постоянным углом. Подобные явления рассматривались в работах [43, 44], где было показано, что такие смены режима сопровождаются скачком переменной действия. Заметим, что скачок действия могут испытывать также лучи, для которых условие (24) выполняется лишь приближённо. С акустической точки зрения смена знака у производной $d\vartheta/dr$ соответствует появлению ещё одного минимума скорости звука и возникновению двойного подводного звукового канала.

В общем случае область рассеяния лучей в фазовом пространстве можно найти как некоторую окрестность минимума функции F

$$F(I, \vartheta, \bar{r}) \equiv \frac{d\vartheta}{dr} = \omega + \frac{\partial V_{\text{eddy}}(z(I, \vartheta))}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial I}, \quad (25)$$

при дополнительном условии, что эта окрестность соответствует близким к нулю или отрицательным значениям функции F . Это можно переформулировать в виде неравенства

$$F(I, \vartheta, \bar{r}) < \epsilon\omega, \quad \epsilon \ll 1. \quad (26)$$

Обсудим, при каких условиях может выполняться условие (26). Пространственная частота колебаний луча в волноводе ω является положительно определённой величиной. В связи с этим очевидно, что выполнение условия (26) требует отрицательности второго члена в правой части (25), при этом его амплитуда должна быть сопоставима или превышать ω . В данной работе мы рассмотрим случай, когда вихрь залегает достаточно глубоко, существенно ниже оси подводного звукового канала. Тогда производная $\partial z/\partial I$ принимает максимальное значение в нижней точке разворота луча, где она больше нуля. Возмущение $V_{\text{eddy}}(z)$, как правило, является немонотонной функцией, поэтому возникает возможность удовлетворения неравенства (26) при $\partial V_{\text{eddy}}/\partial z < 0$.

Утверждение, что производная $\partial z/\partial I$ принимает максимальное значение в нижней точке разворота луча, можно доказать. В соответствии с выражением (14), все нижние точки заворота луча отвечают одному и тому же значению переменной угла ϑ , равному π . Таким образом, нам нужно доказать, что $\vartheta = \pi$ является точкой максимума $\partial z/\partial I$ как функции ϑ , т. е.

$$\left. \frac{\partial^2 z}{\partial I \partial \vartheta} \right|_{\vartheta=\pi} = 0, \quad \left. \frac{\partial^3 z}{\partial I \partial \vartheta^2} \right|_{\vartheta=\pi} < 0. \quad (27)$$

Поскольку мы используем невозмущённый волновод как нулевое приближение, имеем $d\vartheta = \omega dr$. Отсюда следует, что

$$\frac{\partial z}{\partial \vartheta} = \frac{p}{\omega}. \quad (28)$$

Используя обозначения $p' = \partial p/\partial I$ и $\omega' = \partial \omega/\partial I$, получаем

$$\left. \frac{\partial^2 z}{\partial I \partial \vartheta} \right|_{\vartheta=\pi} = \frac{\omega p'|_{\vartheta=\pi} - \omega' p|_{\vartheta=\pi}}{\omega^2} = 0, \quad (29)$$

где учтено, что значение p в точке разворота не зависит от действия и равно 0. Далее имеем

$$\frac{\partial^2 z}{\partial \vartheta^2} = \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (30)$$

На достаточно больших глубинах и в отсутствие вихря скорость звука линейно увеличивается с глубиной, т. е. $\partial U / \partial z = \text{const} > 0$. Поскольку в типичных океанических волноводах $\omega' < 0$, получаем

$$\frac{\partial^3 z}{\partial I \partial \vartheta^2} (\vartheta = \pi) = \frac{2\omega'}{\omega^3} \frac{\partial U}{\partial z} < 0. \quad (31)$$

Таким образом, неравенства (27) доказаны.

Производная $\partial z / \partial I$ может быть преобразована к более удобному виду:

$$\frac{\partial z}{\partial I} = \left(\frac{\partial I}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial z} \right)^{-1} = \omega \left(\frac{\partial E}{\partial z} \right)^{-1}. \quad (32)$$

В нижней точке разворота $p = 0$. Соответственно

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (33)$$

Если нижняя точка заворота луча располагается на достаточно большой глубине, можно считать, что скорость звука линейно увеличивается с глубиной:

$$\Delta c(z) = gz + \text{const}. \quad (34)$$

Отсюда следует, что $\partial U / \partial z = g / c_0$. Таким образом, получаем

$$\frac{\partial z}{\partial I} = \frac{c_0 \omega}{g}. \quad (35)$$

Другим упрощением является предположение о том, что условие (24) выполняется только в некоторой ограниченной окрестности $\bar{r} = \bar{r}'$, где $\bar{r}'$ — горизонтальное расстояние от источника до максимума $|\Delta c_{\text{eddy}}|$. Принимая всё это во внимание, мы можем найти область наиболее сильного рассеяния лучей с помощью критерия

$$\frac{\partial G}{\partial I} = 0, \quad \frac{\partial^2 G}{\partial I^2} > 0, \quad (36)$$

где

$$G(I) \equiv F(I, \vartheta = \pi, \bar{r}') = \omega \left(1 + \frac{c_0}{g} \frac{\partial V_{\text{eddy}}}{\partial z} \right). \quad (37)$$

Формула (36) позволяет связать значение переменной действия луча $I = I^*$, вблизи которого ожидается наиболее сильное рассеяние лучей на синоптическом вихре, с профилем возмущения $V_{\text{eddy}}(z)$. Поскольку мы предположили, что вихрь залегает существенно глубже оси подводного звукового канала, следует считать, что он является холодным, т. е. соответствующее ему изменение скорости звука является отрицательным. Тогда минимум функции $\partial V_{\text{eddy}} / \partial z$ можно условно рассматривать как верхнюю границу вихря.

Если вихрь расположен на достаточно большой глубине, процессы рассеяния на вихре и внутренних волнах разделены в пространстве. Тем не менее, их нельзя считать независимыми, поскольку лучи с действием в окрестности I^* обладают высокой чувствительностью к малым возмущениям, что характерно для динамических систем с быстрыми и медленными фазами [20, 45–47].

Другими словами, малые возмущения лучевых траекторий вследствие рассеяния на внутренних волнах способны значительно возрастать при прохождении через зону рассеяния на вихре, определяемую выражением (36). Это приводит к усилению ляпуновской неустойчивости и хаоса лучей со значениями переменной действия, близкими к $I = I^*$. Усиление хаоса сопровождается интенсификацией взаимодействия соответствующих мод. Связь между лучами и модами устанавливается с помощью правила квантования (16). Отсюда получаем номер моды, подверженной наибольшему рассеянию:

$$n^* = k_0 I^* + 1/2. \quad (38)$$

В случае импульсных сигналов в качестве k_0 целесообразно взять значение, соответствующее центральной частоте импульса.

В качестве индикатора локального усиления хаоса может выступать длительность модовых импульсов. Действительно, длительность импульса моды n можно приближённо описать следующей формулой [32]:

$$\Delta t(n) = \sqrt{\Delta t_{bw}^2 + \Delta t_d^2(n) + \Delta t_s^2(n)}. \quad (39)$$

Здесь Δt_{bw} — длительность первоначально излучённого сигнала. Величина Δt_d определяется внутримодовой дисперсией и даётся формулой [3]

$$\Delta t_d(n) = \frac{r}{c_0} |\omega'(I_n)| I_n^2 \frac{\Delta f}{f_0}, \quad (40)$$

где I_n — значение действия модового луча, соответствующее центральной частоте импульса f_0 , Δf — ширина частотного спектра импульса.

На больших расстояниях основной вклад в Δt вносит последний член, $\Delta t_s(n)$, который связан рассеянием на случайных неоднородностях океана. В работах [3, 30] была получена формула

$$\Delta t_s(n) = \frac{\omega'(I_n)}{c_0} \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} I_n r^{3/2}, \quad (41)$$

где Λ — коэффициент диффузии лучей в пространстве переменной действия. Строго говоря, соотношение (41) выведено в приближении винеровского процесса для лучевой диффузии в пространстве I , поэтому оно не работает, если Λ существенно зависит от I . Последнее означает, что диффузия в пространстве действия является существенно неоднородной, как это имеет место в рассматриваемом нами случае. Тем не менее, на качественном уровне мы вполне можем представить локальное усиление лучевого хаоса как появление интервала значений действия с существенно более высокими значениями Λ . В соответствии с (41) мы можем предположить, что

$$\Delta t_s(n) \propto \sqrt{\Lambda(I_n)}.$$

Отсюда можно ожидать существенный рост Δt_s для модовых импульсов со значениями действия в окрестности I^* .

Здесь следует учитывать и другое обстоятельство. Синоптический вихрь способен не только селективно усиливать рассеяние лучей с определённой формой траектории, но и влиять на зависимость ω' от I , меняя таким образом как длительность Δt_s , так и Δt_d . Это может служить одной из причин отклонения расположения пика $\Delta t_s(n)$ от n^* .

Отдельно отметим следующее обстоятельство. Некоторое усиление межмодового взаимодействия в окрестности $I = I^*$ происходит и в отсутствие рассеяния на внутренних волнах. Однако последние значительно усиливают этот эффект, главным образом за счёт значительно более высокого уровня неустойчивости лучей по Ляпунову. Как следствие, увеличение длительности модовых импульсов при наличии рассеяния на внутренних волнах становится более существенным.

3. МОДЕЛЬ

3.1. Опорный профиль скорости звука

Модель подводного звукового канала в Японском море была разработана с использованием базы гидрологических данных ТОИ ДВО РАН [48], а также результатов гидрологических измерений, проведённых в ходе эксперимента [33]. Были выделены следующие особенности профиля скорости звука. В приповерхностном слое с толщиной около 30÷50 м скорость звука резко падает с глубиной. Ниже располагается слой с почти постоянной скоростью звука, а ещё ниже, начиная с глубин порядка 200÷250 м, наблюдается рост скорости звука, близкий к линейному. С учётом вышесказанного, была разработана следующая кусочно-гладкая аппроксимация для опорного профиля скорости звука:

$$c_b(z) \equiv c_0 + \Delta c(z) = \begin{cases} c_0 + \Delta c_{\text{up}}(z), & z \leq z_0; \\ c_0 + \Delta c_{\text{low}}(z), & z > z_0, \end{cases} \quad (42)$$

где

$$\Delta c_{\text{up}}(z) = c_1 \exp(-z/B), \quad \Delta c_{\text{low}}(z) = c_1 \exp[-z_0/B + g(z - z_0)], \quad (43)$$

$c_0 = 1455$ м/с, $c_1 = 70$ м/с, $z_0 = 200$ м — глубина оси подводного звукового канала, $B = 30$ м, $g = 0,017$ с⁻¹. Верхняя часть опорного профиля скорости звука представлена на рис. 1а (сплошная линия). Похожий профиль скорости звука приведён в работе [49].

В нашей модели предполагается, что дно океана является плоским и расположено на глубине $h = 3$ км. В данной работе мы рассматриваем только глубоководное распространение, хотя в упомянутых выше экспериментах [33, 34] источник был расположен вблизи дна в зоне прибрежного шельфа недалеко от полуострова Гамова.

Профиль скорости звука, описываемый формулами (42) и (43), допускает аналитическое описание некоторых важных лучевых характеристик волновода. Например, переменная действия луча описывается выражением

$$I = \frac{2B}{\pi} \sqrt{2E_{\min}} [\sqrt{\varepsilon} \ln(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - 1}) - \sqrt{\varepsilon - 1}] + \frac{2\sqrt{2}c_0}{3\pi g} (E - E_{\min})^{3/2}, \quad (44)$$

где $\varepsilon = E/E_{\min}$, параметр E определяется по формуле (15), $E_{\min} = (c_1/c_0) \exp(-z_0/B)$. Длина полного цикла траектории луча в волноводе может быть определена по формуле

$$D = 2\pi \frac{dI}{dE} = 2B \sqrt{\frac{2}{E}} \ln(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - 1}) + \frac{2c_0 \sqrt{2E_{\min}}}{g} \sqrt{\varepsilon - 1}. \quad (45)$$

3.2. Возмущение поля скорости звука, обусловленное синоптическим вихрем

Модель возмущения скорости звука, обусловленного синоптическим вихрем, была заимствована нами из работ [4, 42, 50]:

$$V_{\text{eddy}} = \frac{c_e}{c_0} \exp \left[-\frac{(r - r_e)^2}{\Delta r^2} - \frac{(z - z_e)^2}{\Delta z(r)^2} \right], \quad (46)$$

где

$$\Delta z(r) = \Delta z_c - \Delta z_v \exp \left[-\frac{(r - r_v)^2}{\Delta r_v^2} \right]. \quad (47)$$

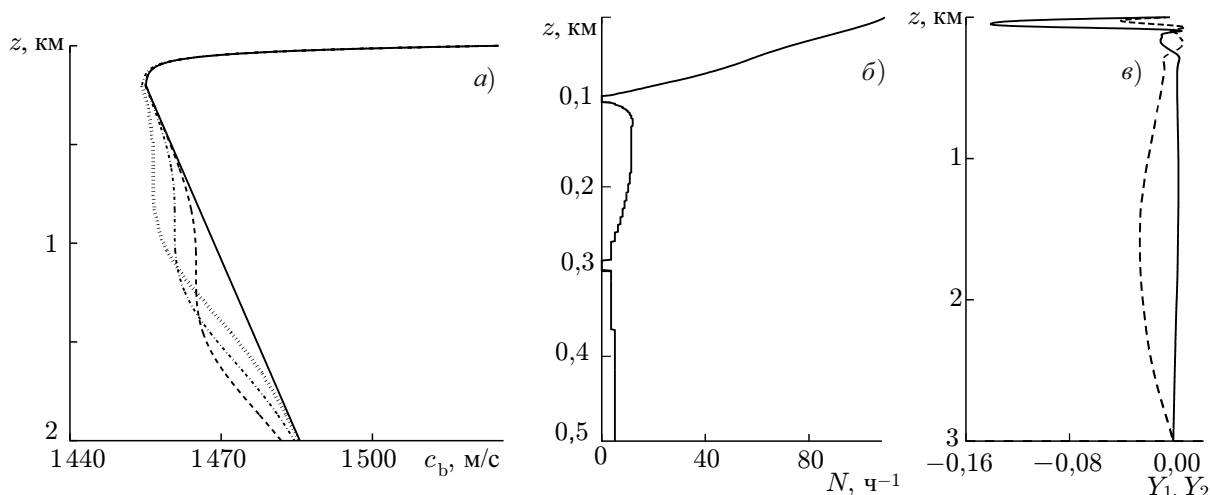


Рис. 1. (а) Опорный профиль скорости звука, а также профили скорости звука, включающие возмущение, обусловленное синоптическим вихрем с $c_e = -10$ м/с. Пунктирная, штрих-пунктирная и штриховая линии изображают профили скорости звука для $z_e = 1\,000$; $1\,250$ и $1\,500$ м соответственно. (б) Профиль частоты плавучести в верхнем слое океана. (в) Первая, Y_1 (сплошная линия), и вторая, Y_2 (штриховая линия), эмпирические ортогональные функции возмущения скорости звука, обусловленного внутренними волнами

В данной работе использовались следующие значения параметров: $c_0 = 1\,455$ м/с, $r_e = 100$ км, $\Delta r = 50$ км, $\Delta z_c = 500$ м, $\Delta z_v = 250$ м, $r_v = 120$ км, $\Delta r_v = 20$ км. Рассматривалось два значения амплитуды вихревого возмущения c_e : -5 и -10 м/с. Глубина вихревого ядра z_e варьировалась от $1\,000$ до $1\,500$ м. Все приведённые кривые соответствуют $r = r_e$, когда искажение опорного профиля является максимальным.

3.3. Возмущение поля скорости звука, обусловленное внутренними волнами

Возмущение поля скорости звука, обусловленное внутренними волнами, определяется выражением [51]

$$\delta c_{iw}(z, r) = c_b[z + \zeta(z, r)] - c_b(z), \quad (48)$$

где $c_b(z)$ – опорный профиль скорости звука (42), ζ – вертикальное смещение объёма жидкости относительно положения равновесия. Мы предположили, что спектр внутренних волн описывается моделью Гарретта–Манка [52], и применили метод построения поля $\zeta(z, r)$, представленный в работе [53]. Была использована база гидрологических данных [48], с помощью которой были рассчитаны профили плотности $\rho(z)$ и частоты плавучести $N(z)$, характерные для Японского моря. При этом погрешности измерений, а также временная изменчивость этих параметров (связанная, например, с внутренними волнами) проявились в виде значительного зашумления экспериментальных данных. Чтобы получить усреднённые вдоль трассы профили солёности $\bar{S}(z)$ и температуры $\bar{T}(z)$, мы объединили все имеющиеся данные по каждому из этих параметров в один набор, после чего выполнили по обоим наборам интерполяцию с помощью сглаживающих сплайнов. После этого мы построили профиль плотности $\rho(z)$, используя известные эмпирические формулы UNESCO [54]. Зная зависимость плотности от глубины, частоту Брента–Вайсяля можно определить из формулы

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{g^2}{c^2}. \quad (49)$$

Используя построенный профиль плотности, мы можем найти величину $N(z)$ из формулы (49), используя метод конечных разностей.

Формула (49) имеет смысл только для жидкости с устойчивой стратификацией, т. е. для случая, когда $\rho(z)$ монотонно возрастает с глубиной z . При использовании данных натурных измерений солёности и температуры, однако, может оказаться, что в некоторых точках плотность будет убывать с глубиной. В этих точках мы положим частоту плавучести равной нулю. Полученный нами профиль частоты плавучести представлен на рис. 1б. Как следует из приведённого графика, на малых глубинах частота плавучести достигает довольно больших значений, однако затем очень быстро спадает с глубиной.

Моделирование распространения широкополосных импульсов с учётом усреднения по реализациям поля внутренних волн требует значительных вычислительных ресурсов. Поэтому мы решили упростить модель поля внутренних волн с помощью разложения по эмпирическим ортогональным функциям, известного как разложение Карунена—Лоэва [55]

$$\delta c_{iw}(z, r) = \langle \delta c_{iw}(z) \rangle + \sum_n b_n(r) f_n(z). \quad (50)$$

Эмпирические ортогональные функции $f_n(z)$ являются собственными векторами ковариационной матрицы $\hat{\mathbf{K}}$ с элементами

$$K_{ij} = \frac{1}{l_{\max}} \sum_{l=1}^{l_{\max}} [\delta c_{iw,l}(z_i) - \langle \delta c_{iw}(z_i) \rangle] [\delta c_{iw,l}(z_j) - \langle \delta c_{iw}(z_j) \rangle]. \quad (51)$$

Здесь индекс l нумерует $l_{\max}$ статистически независимых реализаций функции $\delta c_{iw}(z)$, $\{z_i\}$ – дискретный набор значений глубины, позволяющий представить $\delta c_{iw}(z)$ в качестве вектора, а угловые скобки означают усреднение по реализациям поля внутренних волн. Учитывая осциллирующий характер функции δc_{iw} , можно положить $\langle \delta c_{iw} \rangle = 0$. Собственные значения матрицы $\hat{\mathbf{K}}$ характеризуют вклады соответствующих собственных векторов в разложении (50). Нами было обнаружено, что собственные значения достаточно быстро спадают с ростом их номера и более 90 % всей изменчивости приходится на первые две ортогональные функции. Поэтому мы можем ограничиться только ими, представив возмущение скорости звука как сумму

$$V_{iw}(z, r) = b_1(r)Y_1(z) + b_2(r)Y_2(z). \quad (52)$$

В этом разложении эмпирические ортогональные функции удовлетворяют условию нормировки

$$\int_0^h Y_l^2(z) dz = 1. \quad (53)$$

Вид функций $Y_1(z)$ и $Y_2(z)$ представлены на рис. 1в.

Амплитуды b_1 и b_2 являются случайными функциями горизонтальной координаты r . По аналогии с работой [35], мы использовали дополнительное упрощение, аппроксимируя каждую из амплитуд как цветной шум с экспоненциально спадающей автокорреляционной функцией

$$\langle b_l(r)b_l(r') \rangle = \gamma_l \exp(-|r - r'|/\bar{r}_l). \quad (54)$$

Здесь γ_l – собственное значение ковариационной матрицы $\hat{\mathbf{K}}$, соответствующее l -й эмпирической ортогональной функции. При анализе гидрологических данных нами были определены характерные значения параметров шумов: $\gamma_1 = 54,2$; $\gamma_2 = 10,3$; $\bar{r}_1 = 5$ км; $\bar{r}_2 = 15$ км. В этом случае максимум возмущения скорости звука приходится на интервал глубин $30 \div 50$ м, где среднеквадратичное значение δc_{iw} составляет величину порядка 1 м/с.

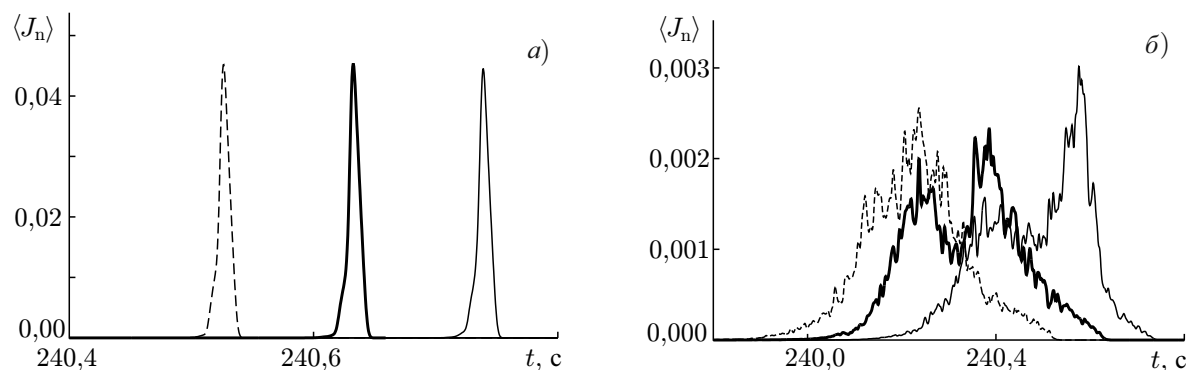


Рис. 2. Усреднённые интенсивности модовых импульсов для $n = 1$ (а) и $n = 24$ (б) при различных значениях амплитуды возмущения, обусловленного синоптическим вихрем. Штриховые линии соответствуют $c_e = 0$, сплошные $c_e = -5$ м/с, тонкие сплошные $c_e = -10$ м/с

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Утверждения, сделанные в разделе 2, основаны на лучевом представлении, поэтому целесообразно провести их численную проверку посредством расчётов с помощью волнового параболического уравнения (2). С этой целью мы использовали импульсы со спектром, описываемым формулой

$$S(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta f} \exp \left[-\frac{(f - f_0)^2}{2\Delta f^2} \right]. \quad (55)$$

Этому спектру соответствует начальный импульс

$$s(t) = \exp \left(-2\pi i f_0 t - 2\pi^2 \Delta f^2 t^2 \right). \quad (56)$$

Нами использованы импульсы с параметрами $f_0 = 300$ Гц и $\Delta f = 60$ Гц. В качестве начального условия выбран гауссов волновой пакет

$$\Psi_0(z) = \exp \left[-\frac{(z - z_s)^2}{4\Delta_z^2} \right],$$

где $z_s = 200$ м, $\Delta_z = 50$ м. Моделирование осуществлялось путём численного решения параболического уравнения (2) для ансамбля из 100 реализаций поля внутренних волн. Предполагалось, что приёмная антенна располагается на расстоянии 350 км от источника.

Модовые импульсы были рассчитаны по формуле (11) как суперпозиции тональных сигналов, соответствующих отдельным модам. При моделировании тональных сигналов был использован набор частот от 20 до 500 Гц с шагом 0,2 Гц. О форме отдельных модовых импульсов можно судить по рис. 2, где представлены их интенсивности

$$J_n(t) = \frac{\psi_n^*(t)\psi_n(t)}{\int \psi_n^*(t)\psi_n(t) dt}, \quad (57)$$

усреднённые по ансамблю реализаций случайной неоднородности.

Поскольку подводный звуковой канал в Японском море характеризуется довольно высокой стабильностью приосевого распространения звука [35], импульсы первых мод имеют регулярную форму и малую длительность, как на рис. 2а. С ростом номера моды длительность соответствующего модового импульса в среднем возрастает, а его форма становится неупорядоченной и

содержит явные следы многолучёвости, как это видно на рис. 26. Заметим, что модовый импульс, соответствующий на этом рисунке вихрю с амплитудой $c_e = -5$ м/с, является суперпозицией двух достаточно протяжённых во времени приходов. Это указывает на то, что вклад в данную моду дают лучевые пучки с существенно различающейся «историей» распространения.

Наблюдаемая многолучёвость является следствием лучевого хаоса, обусловленного рассеянием звука на случайной неоднородности. Лучевой хаос приводит к резкому возрастанию числа лучей, соединяющих источник и приёмник, за счёт появления большого количества «микролучей» [2]. Вместе с тем, формируемые «микролучами» приходы могут быть слишком слабыми, чтобы быть выделенными на фоне шумов в эксперименте. В связи с этим целесообразно частично отфильтровать их. Для решения этой задачи можно провести свёртку с исходным сигналом

$$\bar{J}_n(t) = A_J \left| \int \psi_n^*(t') \exp \left[2\pi i f_0(t' - t) - \frac{(t' - t)^2}{2\tau^2} \right] dt' \right|^2, \quad (58)$$

где $\tau = 1/(2\pi\Delta f)$. Множитель A_J определим из условия нормировки

$$\int \bar{J}_n dt = 1. \quad (59)$$

Теперь мы можем оценить длительность модового импульса с помощью формулы

$$\Delta t_n = \sqrt{\langle t_n^2 \rangle - \langle t_n \rangle^2}, \quad (60)$$

где

$$t_n = \int t \bar{J}_n(t) dt, \quad t_n^2 = \int t^2 \bar{J}_n(t) dt, \quad (61)$$

а угловые скобки означают усреднение по реализациям случайной неоднородности.

Зависимость длительности модового импульса от номера моды, а также от значения действия модового луча, показана на рис. 3. В отсутствие вихря длительность импульса монотонно возрастает с ростом номера моды. Вихрь меняет картину рассеяния звука на внутренних волнах, в результате чего данная зависимость также несколько модифицируется, вплоть до появления немонотонности. Это происходит за счёт селективного удлинения отдельных модовых импульсов на фоне уменьшения длительности остальных. Такое селективное удлинение напрямую связано с усилением хаоса лучей, формирующих эти импульсы. В случае сравнительно слабого возмущения, обусловленного вихрем с $c_e = -5$ м/с (см. рис. 3а), немонотонность достаточно явно проявляется только на кривой, соответствующей вихрю с $z_e = 1500$ м. При меньших значениях z_e эффект от вихря не столь значителен. При $c_e = -10$ м/с все кривые $\Delta t(n)$ становятся немонотонными, как показано на рис. 3б. При увеличении длины трассы до 500 км происходит частичное восстановление картины рассеяния звука в отсутствие вихря, поэтому немонотонность $\Delta t(n)$ становится не столь выразительной или пропадает вовсе (см. рис. 3в).

Согласно выводам раздела 2, наибольшее усиление лучевого хаоса должно происходить в области фазового пространства, находящейся вблизи локальных минимумов функции $G(I)$ (37). На рис. 4 представлены графики этой функции для различных значений c_e и z_e . В случае $c_e = -5$ м/с минимумы $G(I)$ возникают при значениях действия 15; 26 и 38 м для вихрей с $z_e = 1000$; 1250 и 1500 м соответственно. В случае $c_e = -10$ м/с положение минимумов незначительно смещено: 14; 24 и 37 м соответственно. Отметим, что при $c_e = -10$ м/с функция $G(I)$ принимает в точках минимума отрицательное значение, что предполагает более сильное рассеяние лучей.

Введём коэффициент удлинения модового импульса

$$\kappa(n) \equiv \frac{\langle \Delta t_{\text{eddy}}(n) \rangle}{\langle \Delta t_{\text{ref}}(n) \rangle}, \quad (62)$$

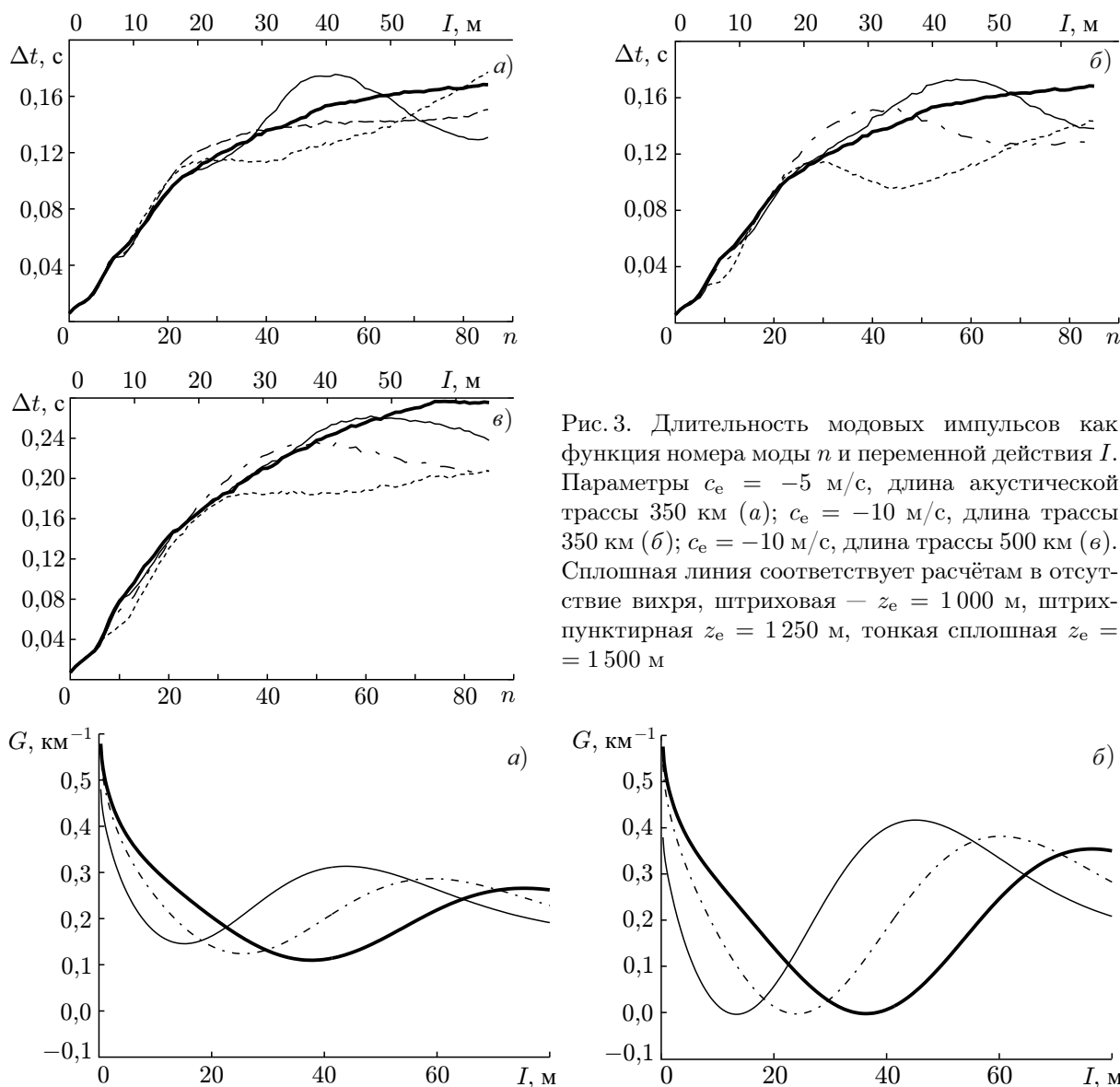


Рис. 3. Длительность модовых импульсов как функция номера моды n и переменной действия I . Параметры $c_e = -5$ м/с, длина акустической трассы 350 км (а); $c_e = -10$ м/с, длина трассы 350 км (б); $c_e = -10$ м/с, длина трассы 500 км (в). Сплошная линия соответствует расчётам в отсутствие вихря, штриховая — $z_e = 1000$ м, штрих-пунктирная $z_e = 1250$ м, тонкая сплошная $z_e = 1500$ м

Рис. 4. Функция $G(I)$ для $z_e = 1000$ м (тонкие сплошные линии), $z_e = 1250$ м (штрих-пунктирные линии) и $z_e = 1500$ м (сплошные линии). Амплитуда возмущения вихря $c_e = -5$ м/с (а) и $c_e = -10$ м/с (б)

где угловые скобки означают усреднение по реализациям поля внутренних волн, $\Delta t_{\text{eddy}}(n)$ и $\Delta t_{\text{ref}}(n)$ — длительности импульса моды n при наличии и в отсутствие вихря соответственно. Согласно сделанному нами предположению, в окрестности номера n^* , определяемого по формуле (38), должен находиться локальный максимум функции $\kappa(n)$. Насколько это предположение выполняется, можно судить по рис. 5. На рис. 5а представлены результаты моделирования для вихря с $c_e = -5$ м/с при длине акустической трассы 350 км. В случаях $z_e = 1000$ м и $z_e = 1500$ м мы действительно наблюдаем пики коэффициента удлинения, положение которых практически совпадает с положением минимумов $G(I)$. В случае $z_e = 1250$ м пик $\kappa(I)$ смещён относительно минимума $G(I)$ в область меньших значений I и расположен при $I = 19$ м. При усилении вихревого возмущения до $c_e = -10$ м/с (см. рис. 5б) мы наблюдаем совпадение пиков $\kappa(I)$ с минимумами $G(I)$ для вихрей с $z_e = 1250$ м и $z_e = 1500$ м, в случае $z_e = 1000$ м пик κ смещён

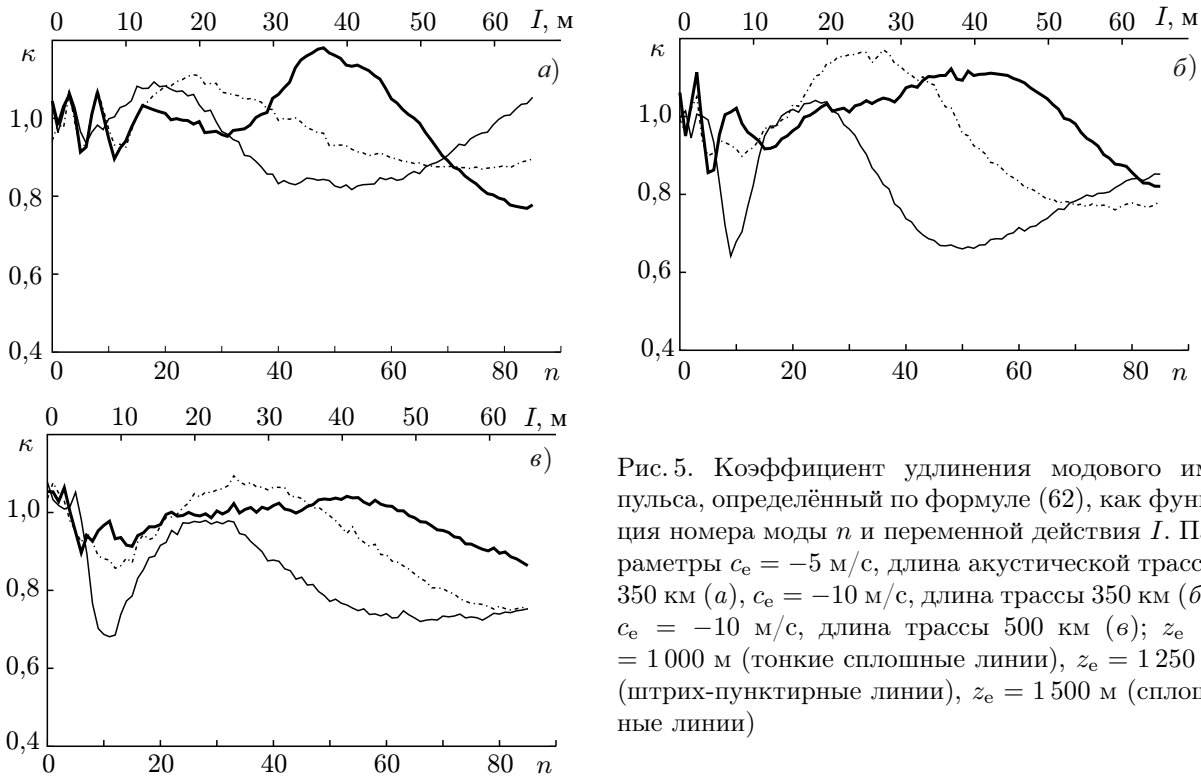


Рис. 5. Коэффициент удлинения модового импульса, определённый по формуле (62), как функция номера моды n и переменной действия I . Параметры $c_e = -5$ м/с, длина акустической трассы 350 км (а), $c_e = -10$ м/с, длина трассы 350 км (б), $c_e = -10$ м/с, длина трассы 500 км (в); $z_e = 1000$ м (тонкие сплошные линии), $z_e = 1250$ м (штрих-пунктирные линии), $z_e = 1500$ м (сплошные линии)

относительно минимума G в сторону больших значений действия. При увеличении длины акустической трассы до 500 км положение пиков практически не меняется, однако они становятся более размытыми (см. рис. 5в).

Таким образом, мы видим, что при $z_e = 1500$ м хорошее согласие между теоретическими предсказаниями и результатами численного моделирования наблюдается для всех трёх рассмотренных случаев. Это связано с тем, что при удалении от оси волновода область рассеяния становится более локализованной по переменной действия I . При меньших значениях z_e , по всей видимости, следует более скрупулёзно учитывать такие факторы, как изменение зависимости $\omega'(I)$, степень засветки вихря и т. д. В целом, полученные результаты дают надежду на создание методов акустической томографии, основанных на анализе картины рассеяния акустического поля, в частности на оценке длительностей модовых импульсов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы показали, что синоптический вихрь может привести к появлению модовых импульсов с увеличенной длительностью. С помощью лучевого формализма в терминах переменных действие—угол мы установили связь между такими модовыми импульсами и профилем возмущения скорости звука, связанного с вихрем. Тем самым, мы получили дополнительное средство для решения обратной задачи. Отметим, что эффективность этого средства может существенно возрасти в случае достаточно узких по глубине вихрей, поскольку для них искажение профиля скорости звука может быть более существенным, а селективное усиление рассеяния модовых импульсов — более заметным. Безусловно, Японское море обладает достаточно специфическими гидрологическими свойствами, поэтому целесообразно проверить полученные теоретические результаты на примере других моделей подводного звукового канала.

Авторы благодарны Ю. Н. Моргунову и А. В. Буренину за доступ к экспериментальным данным, О. А. Годину за ценные замечания, а также М. Ю. Улейскому за помощь в подготовке материала. Работа выполнена в рамках госбюджетной тематики ТОИ ДВО РАН «Нелинейные динамические процессы в океане и атмосфере», а также при поддержке РФФИ (проекты 16-05-01074, 16-35-60040) и Совета по грантам Президента РФ (проект МК-4323.2015.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Munk W., Wunsch C. // Deep-Sea Res. 1979. V. 26, No. 2. P. 123.
2. Tappert F. D., Tang X. // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 99, No. 1. P. 185.
3. Вировлянский А. Л. Лучевая теория дальнего распространения звука в океане. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2006. 164 с.
4. Makarov D., Prants S., Virovlyansky A. and Zaslavsky G. Ray and wave chaos in ocean acoustics: chaos in waveguides. Singapore: World Scientific, 2010. 388 p.
5. Абдуллаев С. С., Заславский Г. М. // Успехи физ. наук. 1991. Т. 161, № 8. С. 1.
6. Brown M. G., Colosi J. A., Tomsovic S., et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113, No. 5. P. 2533.
7. Вировлянский А. Л., Заславский Г. М. // Акуст. журн. 2007. Т. 53, № 3. С. 329.
8. Вировлянский А. Л., Макаров Д. В., Пранц С. В. // Успехи физ. наук. 2012. Т. 182, № 1. С. 19.
9. Чигарев А. В., Чигарев Ю. В. // Акуст. журн. 1978. Т. 24, № 5. С. 765.
10. Palmer D., Brown M., Tappert F. and Bezdek H. // Geophys. Res. Lett. 1988. V. 15, No. 6. P. 569.
11. Wolfson M. A., Tomsovic S. // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 109, No. 6. P. 2693.
12. Smirnov I. P., Virovlyansky A. L., Zaslavsky G. M. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64, No. 3. Art. no. 036221.
13. Cerruti N. R., Tomsovic S. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88, No. 5. Art. no. 054103.
14. Virovlyansky A. L. // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113, No. 5. P. 2523.
15. Beron-Vera F. J., Brown M. G., Colosi J. A., et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 114, No. 3. P. 1226.
16. Makarov D. V., Uleysky M. Yu., Prants S. V. // Chaos. 2004. V. 14, No. 1. P. 79.
17. Morozov A. K., Colosi J. A. // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117, No. 3. Pt. 2. P. 1611.
18. Smirnov I. P., Virovlyansky A. L., Edelman M., Zaslavsky G. M. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72, No. 2. Art. no. 026206.
19. Makarov D. V., Uleysky M. Yu., Budyansky M. V., Prants S. V. // Phys. Rev. E. 2006. V. 73, No. 6. Art. no. 066210.
20. Макаров Д. В., Улейский М. Ю. // Акуст. журн. 2007. Т. 53, № 4. С. 565.
21. Godin O. A. // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122, No. 6. P. 3353.
22. Munk W., Wunsch C. // Rev. Geophys. and Space Phys. 1983. V. 21, No. 4. P. 777.
23. Shang E. C. // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 85, No. 4. P. 1531.
24. Jones R. M., Shang E. C., Georges T. M. // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 94, No. 4. P. 2296.
25. Hegewisch K. C., Cerruti N. R., Tomsovic S. // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117, No. 4. Pt. 2. P. 1582.
26. Макаров Д. В., Коньков Л. Е. // Нелинейная динамика. 2007. Т. 3, № 2. С. 157.
27. Kon'kov L. E., Makarov D. V., Sosedko E. V., Uleysky M. Yu. // Phys. Rev. E. 2007. V. 76, No. 5. Art. no. 056212.
28. Макаров Д. В., Коньков Л. Е., Улейский М. Ю. // Акуст. журн. 2008. Т. 54, № 3. С. 439.
29. Wage K. E., Dzieciuch M. A., Worcester P. F., et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117, No. 3. Pt. 2. P. 1565.
30. Udovydchenkov I., Brown M. G. // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123, No. 1. P. 41.

31. Virovlyansky A. L., Zaslavsky G. M. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59, No. 2. P. 1 656.
32. Brown M. G., Udovydchenkov I. A. // Acoust. Phys. 2013. V. 59, No. 5. P. 533.
33. Безответных В.В., Буренин А. В., Моргунов Ю. Н., Половинка Ю. А. // Акуст. журн. 2009. Т. 55, №3. С. 374.
34. Spindel R. C., Na J., Dahl P. H., et al. // IEEE J. Ocean. Engin. 2003. V. 28, No. 2. P. 297.
35. Makarov D. V., Kon'kov L. E., Uleysky M. Yu., Petrov P. S. // Phys. Rev. E. 2013. V. 87, No. 1. Art. no. 012911.
36. Бреховских Л. М., Гончаров В. В., Дремучев С. А. и др. // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С. 842.
37. Смирнов И. П., Карузерс Дж. В., Хилько А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 10. С. 982.
38. Петухов Ю. В., Абросимов Д. И., Бородина Е. Л. // Акуст. журн. 2006. Т. 52, №3. С. 367.
39. Улейский М. Ю., Будянский М. В., Пранц С. В. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138, №6. С. 1 175.
40. Constantinescu D., Firpo M.-C. // Int. J. Bifurc. Chaos. 2013. V. 23, No. 2. Art. no. 1350034.
41. Virovlyansky A. L., Kazarova A. Yu., Lyubavin L. Ya. // Wave Motion. 2005. V. 42, No. 4. P. 317.
42. Вировлянский А. Л., Казарова А. Ю., Любавин Л. Я. // Акуст. журн. 2010. Т. 56, №4. С. 352.
43. Neishtadt A. I., Gorelyshev I. V. // Nonlinearity. 2005. V. 18, No. 4. P. 1 393.
44. Горелышев И.В., Нейштадт А.И. // Матем. заметки. 2008. Т. 34. С. 348.
45. Макаров Д. В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, № 7. С. 65.
46. Makarov D. V., Uleysky M. Yu. // Commun. Nonl. Sci. Numer. Simul. 2008. V. 13, No. 2. P. 400.
47. Makarov D. V., Sosedko E. V., Uleysky M. Yu. // Europ. Phys. J. B. 2010. V. 73, No. 4. P. 571.
48. <http://www.pacificinfo.ru>.
49. Вадов Р. А. // Акуст. журн. 1998. Т. 44, №5. С. 601.
50. Вировлянский А. Л., Казарова А. Ю., Любавин Л. Я. // Акуст. журн. 2008. Т. 54, №4. С. 565.
51. Godin O. A., Zavorotny V. U., Voronovich A. G., Goncharov V. V. // IEEE J. Ocean. Engin. 2006. V. 31, No. 2. P. 384.
52. Garrett C., Munk W. // Geophys. Fluid. Dyn. 1972. V. 2, No. 1. P. 225.
53. Colosi J. A., Brown M. G. // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 103, No. 4. P. 2 232.
54. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 2. М.: Наука, 1986. 415 с.
55. LeBlanc L. R., Middleton F. H. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 67, No. 6. P. 2 055.

Поступила в редакцию 30 июня 2015 г.; принята в печать 28 марта 2016 г.

INFLUENCE OF OCEANIC SYNOPTIC EDDIES ON DURATION OF MODAL ACOUSTIC PULSES

D. V. Makarov, L. E. Kon'kov, and P. S. Petrov

We consider the problem of scattering of the modal acoustic pulses from synoptic eddies with allowance for the influence of the field of internal waves. The ray formalism in terms of the action-angle variables is used. The synoptic-eddy induced distortion of the sound-speed profile is shown to enhance the scattering of certain beams from internal waves. The formulas allowing one to identify the modal pulses corresponding to such beams are derived. These pulses differ from the other ones by increased duration. This can be used for obtaining additional information during acoustic tomography. The model of underwater acoustic channel in the Sea of Japan is considered as an example.