

УДК 551.463

## ХАОС И ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ДАЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

© 2022 г. Д. В. Макаров<sup>1,\*</sup>, А. А. Комиссаров<sup>1,2</sup>

Представлено академиком РАН Г.И. Долгих 20.08.2022 г.

Поступило 22.08.2022 г.

После доработки 23.08.2022 г.

Принято к публикации 25.08.2022 г.

Рассматривается задача о дальнем распространении звука в глубоком океане. Внимание сосредоточено на процедуре рефокусировки акустического поля с помощью обращения волнового фронта. Изменения океанической среды за время распространения звука от пробного источника до акустического зеркала и обратно нарушают принцип взаимности и, тем самым, понижают эффективность рефокусировки. Показано, что лучевой хаос, обусловленный рассеянием звука на внутренних волнах, значительно усиливает чувствительность переизлученного поля к изменениям среды. В качестве примера рассмотрен подводный звуковой канал, трасса которого пересекает несколько синоптических вихрей. Показано, что на данной трассе рефокусировка становится практически невозможной, если расстояние между пробным источником и акустическим зеркалом превышает 350 км. В то же время отмечено появление аномальной зоны улучшенной рефокусировки на расстоянии около 300 км от акустического зеркала.

*Ключевые слова:* подводный звуковой канал, внутренние волны, лучевой хаос, обращение волнового фронта, принцип взаимности

DOI: 10.31857/S2686739722601740

Хорошо известно, что звуковые волны способны распространяться в глубоком океане на сотни и даже тысячи километров благодаря существованию подводного звукового канала (ПЗК). Эффект дальнего распространения звука представляет несомненный интерес с точки зрения практических приложений, таких как гидроакустическая томография [1–3], звукоподводная связь [4, 5] и подводная навигация [6]. Однако исследования последних тридцати лет показали, что звуковые сигналы могут испытывать сильную декогеренцию, связанную с лучевым хаосом [7]. Лучевой хаос означает крайне нерегулярную форму лучевых траекторий, обусловленную их неустойчивостью по Ляпунову. Основной причиной возникновения лучевого хаоса при дальнем распространении звука является накопительный эффект от рассеяния на малых неоднородностях поля скорости звука, вызванных океаническими внутренними волнами. Проявления лучевого хаоса в интерфе-

ренционной структуре волнового поля получили название волнового хаоса [7–10].

Важно понимать, что дальнейшее распространение звука описывается линейными волновыми уравнениями. Решения таких уравнений не могут быть неустойчивыми по Ляпунову, т.е. обладать неустойчивостью по отношению к малым вариациям начальных условий. Однако, как было показано в работе [11], распространение волн в волноводе с хаотической динамикой лучей обладает острой чувствительностью не к вариациям начальных условий, а вариациям самой среды. Данное обстоятельство не только затрудняет моделирование акустических полей, поскольку океаническая среда практически всегда известна только приближенно, но и накладывает существенные ограничения на возможности звукоподводной связи. Это особенно ярко проявляется при реализации одной из наиболее перспективных схем звукоподводной связи, основанной на обращении волнового фронта [12–14]. Эта схема основана на использовании пробного источника и приемно-передающей антенной решетки, выполняющей роль акустического зеркала. Сигнал от пробного источника принимается антенной решеткой и переизлучается обратно после обращения фаз. В случае стационарной среды выполняется принцип взаимности, согласно которому пе-

<sup>1</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения Российской академии наук, Владивосток, Россия

<sup>2</sup>Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

\*E-mail: makarov@poi.dvo.ru

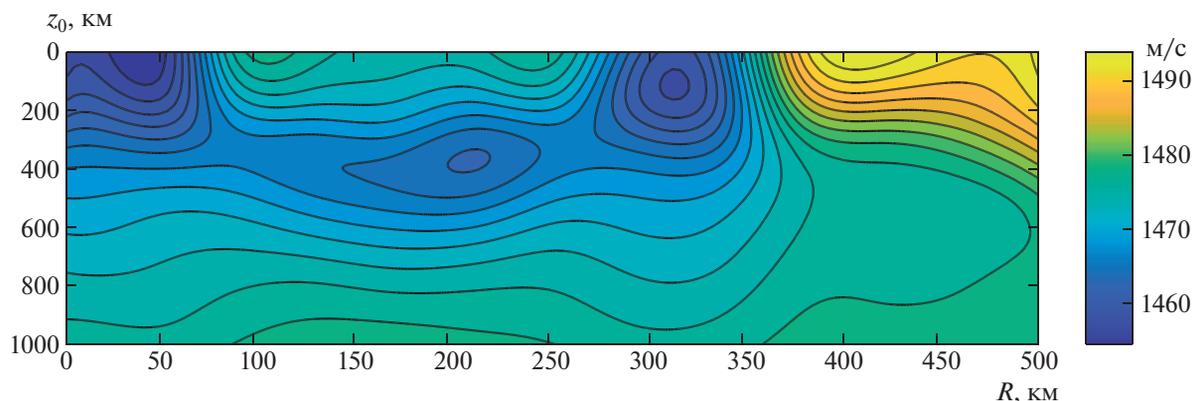


Рис. 1. Поле скорости звука в рассматриваемой модели подводного звукового канала.

реизлученное поле должно фокусироваться в области пробного источника, обеспечивая повышенное значение соотношения сигнал/шум [3]. Однако даже малые различия океанической среды, имеющие место при распространении звукового сигнала до акустического зеркала и обратно, способны нарушить принцип взаимности. При дальнейшем распространении звука эти нарушения должны быть особенно значительными, как вследствие большого времени распространения, так и вследствие лучевого хаоса [14].

В настоящей работе мы намерены исследовать процесс рефокусировки акустического поля посредством обращения волнового фронта для реалистичной модели океана, включающей в себя существенные крупномасштабные неоднородности. В частности, мы рассмотрим модель ПЗК, построенного на основе натуральных гидрологических данных, полученных в рейсе японского научно-исследовательского судна “Кофу Мару” в апреле 2004 г. [15]. Трасса ПЗК начинается от острова Хоккайдо и ориентирована на юго-восток. Она характеризуется довольно значительными изменениями фонового профиля скорости звука, в том числе обусловленными синоптическими вихрями (см. рис. 1).

Само по себе нарушение принципа взаимности при дальнейшем распространении звука имеет глубокие корни и тесно связано с возникновением необратимости в неинтегрируемых квантовых системах. Рефокусировка акустического поля в окрестности пробного источника представляет собой пример так называемого “эха Лошмидта”, ставшего в свое время предметом очень активного исследования в контексте проблемы квантового хаоса [16]. В качестве меры “эха Лошмидта” традиционно используется воспроизводимость, которая в терминах акустики океана может быть определена следующим образом [17]:

$$F = \frac{\left| \int \Psi_{\text{rev}}^*(z) \Psi_{\text{pr}}(z) dz \right|^2}{\left( \int |\Psi_{\text{pr}}(z)|^2 dz \right) \left( \int |\Psi_{\text{rev}}(z)|^2 dz \right)}, \quad (1)$$

где  $\Psi_{\text{pr}}(z)$  и  $\Psi_{\text{rev}}(z)$  – вертикальные профили пробного и рефокусированного акустических полей соответственно. Анализ, проведенный авторами, свидетельствует о том, что в режиме развитого хаоса воспроизводимость спадает с ростом расстояния по супер-гауссову закону, с показателем экспоненты около 2.4–2.5 для частот от 75 до 150 Гц. Появление синоптических вихрей может как существенно усилить, так и существенно ослабить рассеяние звука на внутренних волнах [2], что проявляется в характере спадания воспроизводимости.

Для моделирования акустических полей использован новый подход, основан на вычислении пропагатора акустического поля  $\hat{G}(r'', r')$ , определяемого как [18, 19]

$$\Psi(r'', z) = \hat{G}(r'', r') \Psi(r', z), \quad (2)$$

где  $\Psi(r, z)$  – вертикальный профиль огибающей акустического поля на расстоянии  $r$  в горизонтальной плоскости от источника. Связь  $\Psi(r, z)$  с акустическим давлением  $P$  устанавливается формулой

$$\Psi = \sqrt{\frac{\pi k_0 r}{2}} e^{-i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} P, \quad k_0 = \frac{2\pi f}{c_0}, \quad (3)$$

где  $f$  – частота звука,  $c_0$  – референтное значение скорости звука.

Используя базис нормальных мод волновода, являющихся решениями задачи Штурма–Лиувилля

$$-\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2 \Psi_m(z)}{\partial z^2} + U(r = \bar{r}, z) \Psi_m(z) = E_m \Psi_m(z), \quad (4)$$

$$U(r, z) = \frac{n^2(r, z) - 1}{2}, \quad (5)$$

где  $n = c_0/c(r, z)$  – показатель преломления звуковых волн, можно представить акустическое поле как сумму

$$\begin{aligned} \Psi(r, z) &= \sum_m a_m(r) \Psi_m(z), \\ a_m(r) &= \int \Psi_m^*(z) \Psi(r, z) dz. \end{aligned} \quad (6)$$

Применив разложение поля по модам (6), мы можем представить пропагатор в виде матрицы с элементами

$$G_{mn}(r_0, r_f) = \int \Psi_m^*(z) \hat{G}(r_0, r_f) \Psi_n(z) dz. \quad (7)$$

Уравнение (2) в матричном представлении принимает вид

$$\bar{a}(r = r_f) = \mathbf{G}(r_0, r_f) \bar{a}(r = r_0), \quad (8)$$

где  $\bar{a} = (a_1, a_2, \dots, a_M)^T$  – вектор модовых амплитуд,  $M$  – общее число захваченных в подводный звуковой канал мод.

Подход, предложенный в [18, 19], основан на разделении волновода на сегменты и представлении пропагатора в виде произведения случайных матриц

$$\mathbf{G}(r_0, r_f) = \prod_{\alpha=1}^K \mathbf{G}_{K-\alpha+1}(\Delta r_{K-\alpha+1}) \mathbf{S}_{K-\alpha+1}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{G}_k(\Delta r_k)$  – пропагатор  $k$ -го волноводного сегмента длиной  $\Delta r_k$ , а матрица  $\mathbf{S}_k$  описывает преобразование модового базиса между соседними сегментами,

$$\mathbf{S}_{mn}^{(k)} = \int \Psi_m^{(k-1)}(z) \Psi_n^{(k)*}(z) dz. \quad (10)$$

В качестве мод “нулевого сегмента” ( $k = 0$ ) выступают моды, используемые для разложения поля источника (например, локальные моды в области источника). Полагая, что размер сегмента является достаточно малым, мы можем воспользоваться теорией возмущения:

$$\mathbf{G}_\alpha \approx \mathbf{D}_\alpha (\mathbf{I} + i\mathbf{A}_\alpha), \quad (11)$$

где  $\mathbf{I}$  – единичная матрица,  $\mathbf{D}$  – диагональная матрица с элементами, определяемыми по формуле

$$D_{mn, \alpha} = \delta_{mn} e^{-ik_0 E_m^{(\alpha)} \Delta r_\alpha}, \quad (12)$$

а  $\delta_{mn}$  – символ Кронекера, а  $\mathbf{A}$  – матрица возмущения.

Чтобы определить последнюю, положим, что вариации скорости звука описываются моделью, предложенной в [20]:

$$\delta c(r, z) = c_0 V_0 \sum_{j=1}^{j_{\max}} Z_j(z) Y_j(r), \quad (13)$$

$$Z_j(z) = \sqrt{\frac{1}{j^2 + j_*^2}} e^{-3z/2B} \sin(j\pi\xi(z)), \quad (14)$$

где  $j_{\max} = 50$ ,  $\xi(z) = e^{-z/B} - e^{-h/B}$ ,  $B = 500$  м – глубина термоклина,  $j_* = 3$ . Горизонтальные вариации скорости звука определяются функциями

$$Y_j^{(\alpha)}(r) = \sum_{l=1}^{l_{\max}} \sqrt{I_{j,l}} \cos(k_l r + \phi_{jl}), \quad (15)$$

где  $\phi_{jl}$  – случайные фазы, а амплитуды описываются выражением, соответствующим спектру Гарретта-Манка:

$$I_{j,l} = \frac{k_j}{k_l^2 + k_j^2} + \frac{1}{2} \frac{k_l^2}{(k_l^2 + k_j^2)^{3/2}} \ln \frac{\sqrt{k_l^2 + k_j^2} + k_j}{\sqrt{k_l^2 + k_j^2} - k_j}, \quad (16)$$

$k_j = \pi j f_i / (N_0 B)$ ,  $N_0 = 2\pi/10$  м<sup>-1</sup>,  $f_i$  – инерционная частота, равная 1 циклу в сутки. Амплитудный множитель  $V_0$  определяется выражением

$$V_0 = \frac{24.5 \cdot 2B}{g \pi} N_0^2 \sqrt{\frac{E_{iw}}{M}}, \quad M = (\pi j_* - 1) / 2j_*^2, \quad (17)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $E_{iw}$  – безразмерный параметр, характеризующий энергию внутренних волн. Описанная выше модель соответствует матрице возмущения с элементами следующего вида:

$$\begin{aligned} A_{mn, \alpha}^\Delta &= k_0 \Delta r_\alpha V_0 \times \\ &\times \sum_j Z_{mn, j}^{(\alpha)} \sum_{l=-L}^L y_{j, \alpha, l} e^{i(\chi_{mn, l}^{(\alpha)} + \beta_{j, \alpha, n})} \text{sinc} \chi_{mn, l}^{(\alpha)}, \end{aligned} \quad (18)$$

где

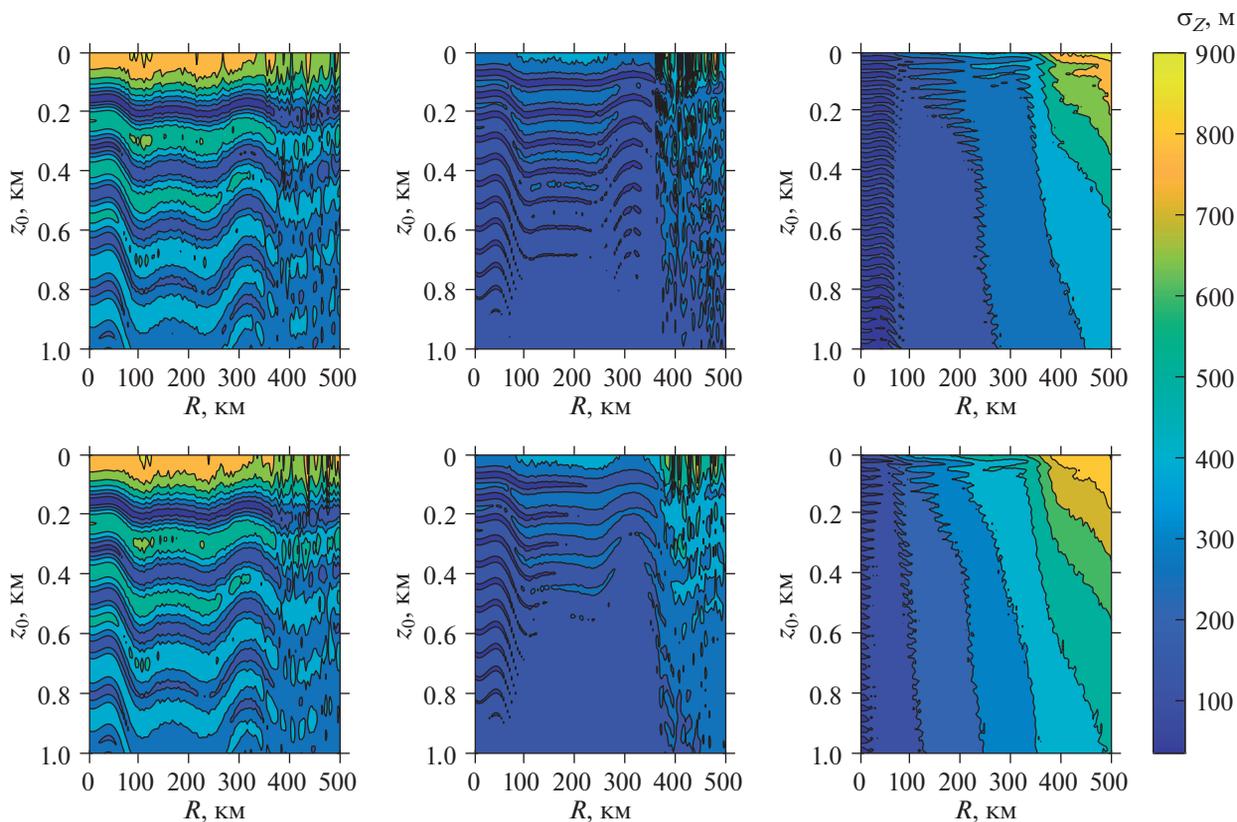
$$\chi_{mn, l}^{(\alpha)} \equiv \frac{(k_{mn}^{(\alpha)} + lk_\alpha) \Delta r_\alpha}{2}, \quad k_{mn}^{(\alpha)} = k_0 [E_m^{(\alpha)} - E_n^{(\alpha)}]. \quad (19)$$

Величины  $Z_{mn, j}^{(\alpha)}$  представляют собой матричные элементы вертикальных мод поля внутренних волн,

$$Z_{mn, j}^{(\alpha)} = \int \Psi_m^{(\alpha)*}(z) Z_j(z) \Psi_n^{(\alpha)}(z) dz. \quad (20)$$

Выражение (18) включает в себя гауссовы случайные величины  $y_{j, \alpha, n}$ , статистические свойства которых описываются следующими выражениями:

$$\langle y_{j, \alpha, n} y_{j', \alpha', n'}^* \rangle = \sigma_y^2(j, \alpha, n) \delta_{jj'} \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{nn'}, \quad (21)$$



**Рис. 2.** Зависимость ширины переизлученного пакета  $\sigma_z$  от глубины пробного источника  $z_0$  и расстояния между пробным источником и акустическим зеркалом  $R$ . Значения ширины пакета показаны с помощью цветовой модуляции, соответствующая цветовая шкала в метрах находится справа. Панели (а)–(в) соответствуют полю внутренних волн со значением  $E_{iw}$ , равным “энергии” Гарретта-Манка  $E_{GM} = 6.3 \times 10^{-5}$ . Панели (г) – (е) соответствуют  $E_{iw} = 5E_{GM}$ .

$$\sigma_y^2(j, \alpha, n) = \frac{1}{4} \sum_l I_{j,l} \left[ \text{sinc}^2\left(\frac{k_l - nk_\alpha}{2} \Delta r_\alpha\right) + \text{sinc}^2\left(\frac{k_l + nk_\alpha}{2} \Delta r_\alpha\right) \right], \quad (22)$$

где  $k_\alpha = 2\pi/\Delta r_\alpha$ . Изменчивость среды во времени учитывается в фазовом сдвиге  $\beta_{j,\alpha,n}$  между звуковыми волнами, распространяющимися в направлении от акустического зеркала и к нему. Он равен нулю для пропегатора, отвечающего распространению в направлении зеркала, а для обратного направления может быть приближенно оценен по формуле

$$\beta_{j,\alpha,n}(r) = 2\omega_{jn} t_\alpha(r) \approx \frac{\omega_{jn}}{c_0} (r_{\alpha-1} + r_\alpha), \quad (23)$$

где  $\omega_{jn}$  – частота внутренней волны, которую мы можем найти как

$$\omega_{jn}^2 = \left( \frac{nN_0 k_\alpha B}{j\pi} \right)^2 + f_i^2. \quad (24)$$

Таким образом, мы можем учесть изменчивость среды в процессе прохождения сигнала в

прямом и обратном направлениях. Теперь перейдем к вопросу о влиянии этой изменчивости на эффективность рефокусировки акустического поля. Для удобства последующего анализа введем нормированную интенсивность акустического поля, переизлученного в область пробного источника,

$$J = \frac{|\Psi(z)|^2}{\int |\Psi(z)|^2 dz}. \quad (25)$$

Тогда ширина переизлученного волнового пакета может быть оценена как

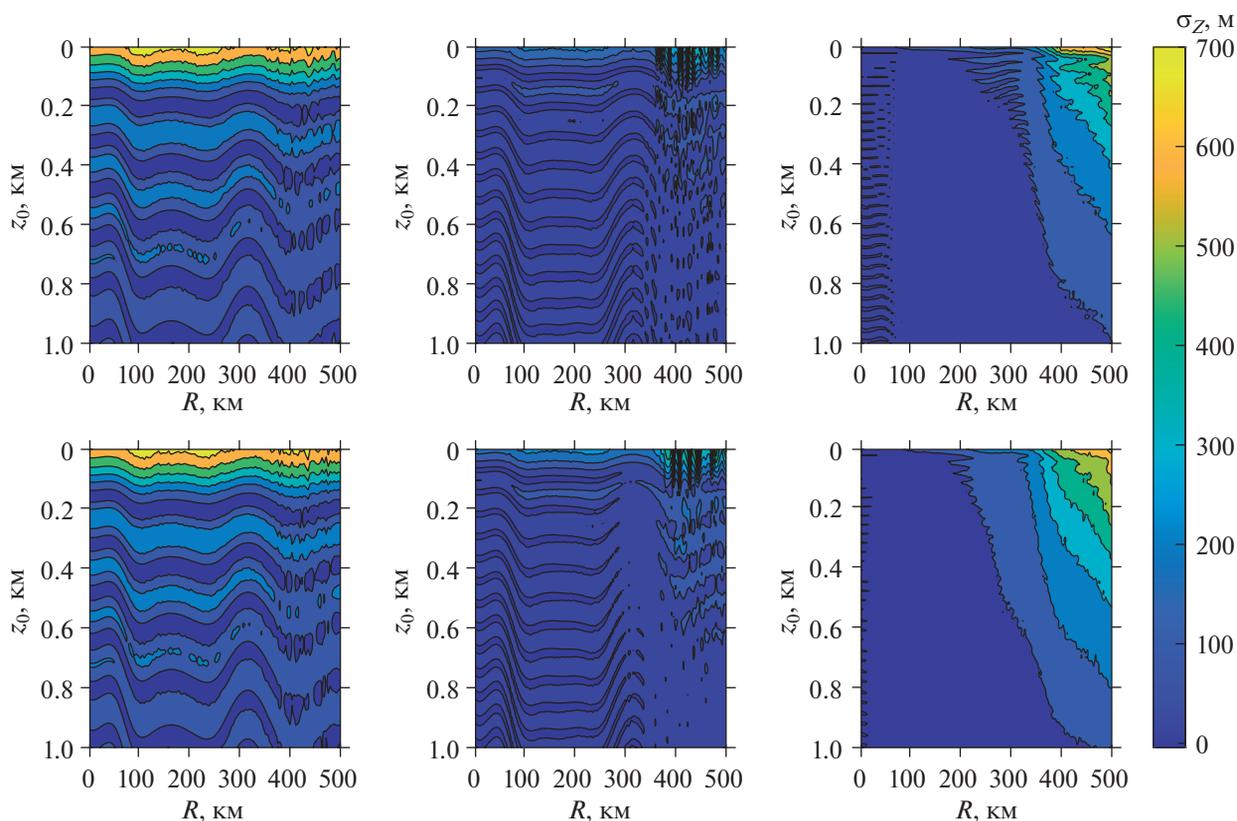
$$\sigma_z = \sqrt{\langle z_{av}^2 \rangle - \langle z_{av} \rangle^2}, \quad (26)$$

где

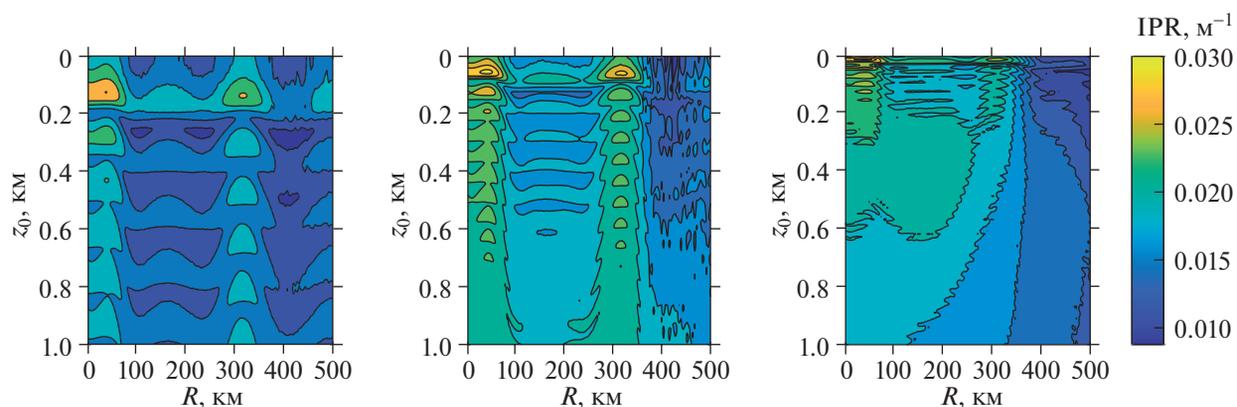
$$z_{av}^n = \int z^n J(z) dz, \quad (27)$$

а угловые скобки означают усреднение по реализациям поля внутренних волн.

На рис. 2 с помощью цветовой модуляции представлена зависимость ширины переизлучен-



**Рис. 3.** Смещение центра переизлученного пакета относительно глубины пробного источника  $\delta z = \langle z \rangle - z_0$  как функция  $z_0$  и расстояния между пробным источником и акустическим зеркалом  $R$ . Значения  $\delta z$  показаны с помощью цветовой модуляции, соответствующая цветовая шкала в метрах находится справа. Панели (а)–(в) соответствуют полю внутренних волн со значением  $E_{iw}$ , равным “энергии” Гарретта-Манка  $E_{GM} = 6.3 \times 10^{-5}$ . Панели (г)–(е) соответствуют  $E_{iw} = 5E_{GM}$ .



**Рис. 4.** Зависимость обратного числа главных компонент IPR от глубины пробного источника  $z_0$  и расстояния между пробным источником и акустическим зеркалом  $R$ . Значения IPR показаны с помощью цветовой модуляции, соответствующая цветовая шкала в метрах находится справа.

ного пакета от глубины пробного источника  $z_0$  и расстояния между пробным источником и акустическим зеркалом  $R$ . Все вычисления сделаны

для случая точечного пробного источника. Рассматриваются звуковые частоты 25, 50 и 100 Гц. Для всех трех частот и  $R < 350$  км зависимость ши-

рины волнового пакета сильно осциллирует с изменением глубины пробного источника. Эти осцилляции связаны с положением интерференционных пиков волноводных мод. При  $R > 350$  км начинает сказываться волновой хаос, и они становятся размытыми, а в случае 100 Гц — и вовсе исчезают. Вместо осцилляций возникает тенденция роста ширины волнового пакета по мере приближения к поверхности океана. При этом ее значения становятся порядка нескольких сотен метров, т.е. рефокусировка не наблюдается. Происходит свойственное волновому хаосу диффузионное расплывание акустического поля, проявляющееся в одновременном увеличении и интервала глубин, занимаемых волновым пакетом, и ширины углового спектра акустического поля [8].

Картину хаотического расплывания подтверждают данные, представленные на рис. 3, где изображена аналогичная зависимость смещения центра переизлученного волнового пакета относительно глубины источника,  $\delta z = \langle z \rangle - z_0$ . Мы видим, что с увеличением дистанции происходит смена осциллирующей зависимости  $\delta z$  от глубины на почти монотонный рост с уменьшением глубины пробного источника. Это означает, что при наличии существенного вклада волнового хаоса фазовое сопряжение перестает обеспечивать эффективную засветку области пробного источника и, как следствие, соотношение сигнал/шум значительно уменьшается. Последнее обстоятельство означает существенное ухудшение условий для реализации звукоподводной связи. Отметим, что пятикратное увеличение энергии внутренних волн мало оказывает лишь незначительное влияние на структуру диаграмм, приведенных на рис. 2 и 3. Отсюда можно сделать предположение, что ключевым фактором необратимости волновой эволюции является изменчивость фонового профиля скорости звука, обусловленная синоптическими вихрями. В частности, мы наблюдаем резкий рост хаотичности сразу после прохождения холодного вихря с ядром на глубине около 100 м. Влияние синоптических вихрей на степень хаотичности распространения звуковых волн ранее рассматривалось в работах [2, 19].

Теперь попробуем найти оптимальное положение пробного источника с точки зрения рефокусировки акустического поля. Степень рефокусировки может быть оценена как величина обратного числа главных компонент IPR (inverse participation ratio), определяемого как

$$IPR = \int J^2(z) dz. \quad (28)$$

Зависимость IPR от глубины пробного источника и расстояния между источником и приемником показана на рис. 4. Мы видим две зоны наиболее сильной рефокусировки. Первая из них предсказуемо расположена на расстоянии поряд-

ка длины цикла луча от акустического зеркала. А вот наличие второй из них является несколько неожиданным — она расположена на расстоянии около 300 км от зеркала, когда влияние рассеяния на внутренних волнах уже является достаточно сильным. Отметим, что ее положение не зависит от частоты сигнала. Отсюда можно сделать вывод, что положение данной зоны не определяется особенностями интерференции мод акустического поля. Сопоставляя рис. 4 с другими рисунками, можно сделать предположение, что наличие еще одной зоны эффективной рефокусировки связано с формой опорного профиля скорости звука: эта зона возникает тогда, когда опорный профиль скорости звука в точке расположения пробного источника наиболее близок по форме к профилю в точке расположения акустического зеркала (см. рис. 1).

В заключение отметим основные результаты данной работы. Показано, что изменчивость океанической среды во времени, обусловленная полем внутренних волн, способна существенно ограничивать возможности рефокусировки акустического поля посредством обращения волнового фронта. Для рассмотренной в данной работе волноводной трассы рефокусировка становится практически невозможной для расстояний, превышающих 350 км. В значительной степени это ограничение связано с крупномасштабной изменчивостью фонового профиля скорости звука, обусловленной присутствием синоптических океанических вихрей вдоль трассы. С другой стороны, нами выявлена зона повышенной рефокусировки на расстоянии около 300 км от антенной решетки, выполняющей роль акустического зеркала. Мы предполагаем, что появление этой зоны связано с похожестью профилей скорости звука в точках пробного источника и акустического зеркала. Поскольку данный результат имеет практическое значение с точки зрения звукоподводной связи, планируется проверка данной гипотезы в дальнейших работах.

#### ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке мегагранта 075-15-2022-1127. Часть работы выполнена в рамках госбюджетной темы ТОИ ДВО РАН “Моделирование разномасштабных процессов в океане” (№ 0211-2021-0009).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jones R.M., Shang E.C., Georges T.M. Nonperturbative modal tomography inversion: Part I. Theory // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 94. № 4. P. 2296–2302.
2. Макаров Д.В., Коньков Л.Е., Петров П.С. Влияние океанических синоптических вихрей на длительность модовых акустических импульсов // Изве-

- стия вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 7. С. 638–654.
3. *Song H.-C.* An overview of underwater time-reversal communication // *IEEE J. Ocean. Engin.* 2016. V. 41. № 3. P. 644–655.
  4. *Волков М.В., Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г.* О возможности применения вертикальных приемных антенн для звукоподводной связи на арктическом шельфе // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 3. С. 332–342.
  5. *Волков М.В., Луньков А.А., Макаров М.М., Петников В.Г.* Применение вертикальных приемных антенн для звукоподводной связи в неоднородном волноводе с ледовым покровом // *Доклады РАН. Физика, технические науки.* 2021. Т. 496. № 1. С. 65–68.
  6. *Акуличев В.А., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Лебедев М.С., Моргунов Ю.Н., Тагильцев А.А.* Особенности формирования импульсных характеристик волноводов при дальнем распространении акустических сигналов в подводных звуковых каналах // *Доклады РАН. Науки о Земле.* 2021. Т. 498. № 2. С. 171–174.
  7. *Вировлянский А.Л., Макаров Д.В., Пранц С.В.* Лучевой и волновой хаос в подводных акустических волноводах // *Успехи физических наук.* 2012. Т. 182. № 1. С. 19–48.
  8. *Kon'kov L.E., Makarov D.V., Sosedko E.V., Uleysky M.Yu.* Recovery of ordered periodic orbits with increasing wavelength for sound propagation in a range-dependent waveguide // *Phys. Rev. E.* 2007. № 5. 056212.
  9. *Макаров Д.В., Коньков Л.Е., Улейский М.Ю.* Соответствие между лучевой и волновой картинами и подавление хаоса при дальнем распространении звука в океане // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 3. С. 439–450.
  10. *Makarov D.V., Kon'kov L.E., Uleysky M.Yu., Petrov P.S.* Wave chaos in a randomly inhomogeneous waveguide: Spectral analysis of the finite-range evolution operator // *Phys. Rev. E.* 2013. № 1. 012911.
  11. *Hegewisch K.C., Cerruti N.R., Tomsovic S.* Ocean acoustic wave propagation and ray method correspondence: Internal wave fine structure // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 117. P. 1582–1594.
  12. *Зверев В.А.* Структура фокальной области при фокусировке с обращением волны в неоднородной среде // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 3. С. 366–373.
  13. *Луньков А.А., Петников В.Г., Стромков А.А.* Особенности фокусировки низкочастотных полей в мелком море // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 2. С. 256–262.
  14. *Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я.* Фокусировка звуковых импульсов методом обращения времени на стокилометровых трассах в глубоком море // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 6. С. 723–732.
  15. [https://www.data.jma.go.jp/gmd/kaiyou/db/vessel\\_obs/data-report/html/ship/ship\\_e.php?year=2004](https://www.data.jma.go.jp/gmd/kaiyou/db/vessel_obs/data-report/html/ship/ship_e.php?year=2004)
  16. *Gorin T., Prosen T., Seligman T.H., Žnidarič M.* Dynamics of Loschmidt echoes and fidelity decay // *Physics Reports.* 2006. V. 435. P. 33–156.
  17. *Макаров Д.В.* Об измерении углов прихода акустических импульсов с помощью вертикальной антенны // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 6. С. 637–645.
  18. *Hegewisch K.C., Tomsovic S.* Random matrix theory for underwater sound propagation // *Europhys. Lett.* 2012. V. 97. 34002.
  19. *Makarov D.V.* Random matrix theory for an adiabatically-varying oceanic acoustic waveguide // *Wave Motion.* 2019. V. 90. P. 205–217.
  20. *Colosi J.A., Brown M.G.* Efficient numerical simulation of stochastic internal-wave-induced sound-speed perturbation fields // *J. Acoust. Soc. Am.* 1998. V. 103. № 4. P. 2232–2235.

## CHAOS AND WAVEFRONT REVERSAL FOR LONG-RANGE SOUND PROPAGATION

D. V. Makarov<sup>a,#</sup> and A. A. Komissarov<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup>*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Vladivostok, Russian Federation*

<sup>b</sup>*Far Eastern Federal University, Vladivostok, Russian Federation*

<sup>#</sup>*E-mail: makarov@poi.dvo.ru*

Presented by Academician of the RAS G.I. Dolgikh August 20, 2022

Long-range sound propagation in the deep ocean is considered. Attention is concentrated on the procedure of acoustic wavefield refocusing by means of the wavefront reversal. Temporal variations of oceanic medium in course of propagation from a probe source to the acoustic mirror and back violate the reciprocity principle and thereby lower efficiency of refocusing. It is shown that ray chaos caused by scattering on internal waves enhances sensitivity of the reemitted wavefield to medium variations. As an example, an underwater sound channel crossing several synoptic eddies is considered. It is shown that refocusing becomes almost impossible if distance between the probe source and the acoustic mirror exceeds 350 km. Nonetheless, one observes an anomalous zone of enhanced refocusing at distance of 300 km from the acoustic mirror.

*Keywords:* underwater sound channel, internal waves, ray chaos, wavefront reversal, reciprocity principle