

Неоднородное поле скорости звука в дне Карского моря и его влияние на распространение акустических волн

М. В. Волков^{1,2,*}, В. А. Григорьев^{3,†}, А. А. Луньков^{1,2,‡}, В. Г. Петников^{1,§}

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской Академии Наук, Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38

²Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, ул. 2-ая Бауманская, д. 5

³Воронежский государственный университет, Россия, 394018, Воронеж, Университетская пл., д. 1

(Статья поступила 30.10.2019; Подписана в печать 05.11.2019)

В работе проведён статистический анализ пространственных вариаций скорости звука в верхнем слое донных осадков для одного из районов Карского моря. Для анализа использовано распределение скорости звука, полученное по данным 3D-сейсморазведки. Обнаружена пространственная анизотропия этой квазислучайной физической величины. Её радиус пространственной корреляции может изменяться от сотен метров до единиц километров в зависимости от выбранного направления в горизонтальной плоскости. Рассмотрена задача о взаимодействии нормальных волн (мод) в мелководной акватории постоянной глубины на частоте 250 Гц над участком дна с изменяющимся импедансом. Предполагалось, что изменение импеданса обусловлено вариациями профиля скорости звука в донном осадочном слое, отмеченными выше. Показано, что при типичных горизонтальных градиентах скорости звука в дне Карского моря и при использовании точечного излучателя межмодовое взаимодействие проявляется слабо, поэтому для расчёта звуковых полей можно пользоваться адиабатическим приближением. В то же время это взаимодействие может оказаться заметным при возбуждении отдельных волноводных мод.

PACS: 43.30.+m УДК: 534.231

Ключевые слова: мелководный волновод, морские осадки, межмодовое взаимодействие.

ВВЕДЕНИЕ

Мелководные шельфовые акватории, как каналы распространения звука, являются случайно-неоднородными волноводами. В общем случае неоднородными являются: водная толща, границы волновода (верхняя — взволнованная поверхность, нижняя — неровное дно) и верхний слой донных осадочных пород, влияние которого на дальнейшее распространение звука исследуется в данной работе. Заметим, что донные осадки обладают значительной пространственной изменчивостью акустических свойств, что в первую очередь относится к скорости звука в дне c_1 , изменения которой достигают десятков процентов. При этом максимальные вариации связаны с изменениями газонасыщенности грунта, что встречается на арктическом шельфе [1]. В настоящее время в связи с успехами скоростного анализа 3D сейсморазведки появилась возможность получения достаточно подробных карт пространственного распределения c_1 в осадках, что дает основу для построения реалистичных моделей дна и для анализа влияния объемных неоднородностей дна на акустическое поле в водном слое. В данной работе на модельных примерах, а также на основе экспериментальных данных о структуре дна в Карском море выясняется роль взаимодействия мод (ВМ)

при распространении звука в волноводах с неоднородным дном.

1. ПОЛЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ДНЕ КАРСКОГО МОРЯ

На рис. 1 показано реальное пространственное распределение поля скорости звука в дне в одном из районов Карского моря, полученное в результате 3D сейсморазведки. На рис. 1, *a* приведён горизонтальный разрез поля скорости звука для глубины 50 м, отсчитываемой от поверхности воды. Вертикальный разрез поля показан на рис. 1, *б* для плоскости А, отмеченной на рис. 1, *a*. Как видно, поле скорости звука в дне является существенно неоднородным. По результатам статистической обработки было обнаружено, что радиус корреляции квазислучайного поля скорости звука в указанном регионе варьируется в интервале от 0.6 до 1.3 км в зависимости от выбранного направления. Максимальный горизонтальный градиент скорости звука $c'_1 = 0.07 \text{ с}^{-1}$ достигается на горизонтах ниже 10 м относительно границы вода-дно, в частности, вдоль трассы, отмеченной на рис. 1, *a* номером 4 (здесь использована та же нумерация, что и в работе [1]).

2. АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МЕЛКОВОДНОГО ВОЛНОВОДА С НЕОДНОРОДНЫМ ДНОМ

Чтобы выделить влияние неоднородностей дна и исключить влияние других факторов, рассмотрим волновод с постоянными параметрами: H , c , ρ — толщина

*E-mail: volkov_mv@kapella.gpi.ru

†E-mail: grig4@yandex.ru

‡E-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

§E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

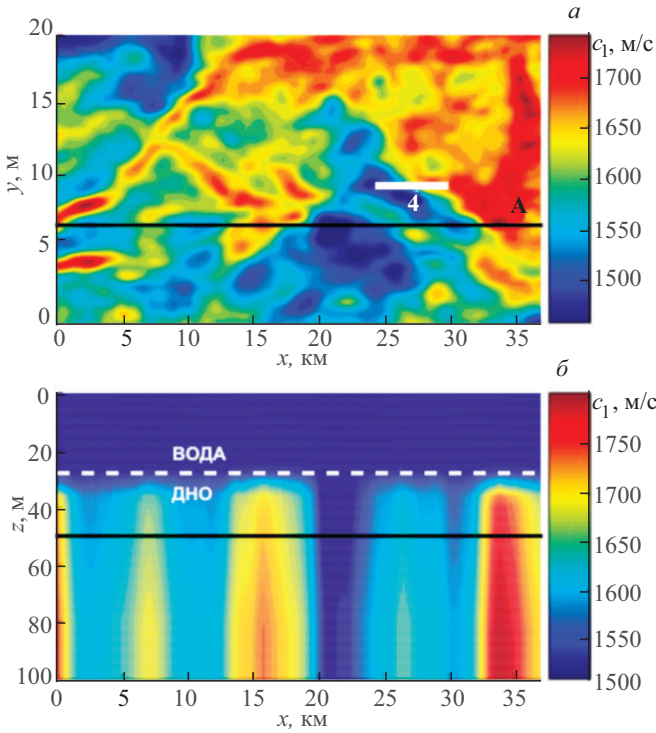


Рис. 1: Горизонтальный (а) и вертикальный (б) разрезы поля скорости звука в дне Карского моря

водного слоя, скорость звука в воде, плотность воды. Выберем начало цилиндрической системы координат на верхней поверхности водного слоя, ось z направим вертикально вниз, ось r — горизонтально. Скорость звука в дне будем считать независимой от азимутального угла $c_1(r, z)$, чтобы исключить горизонтальную рефракцию звука от источников, расположенных на вертикальной оси $r = 0$ (при такой модели дна мы хотим сосредоточить внимание только на эффектах ВМ). Другие параметры дна полагаем постоянными: $\rho_1, \hat{\beta}$ — плотность и коэффициент затухания звука в дне, соответственно. Для точечного источника частоты f и мощности W , расположенного в точке $(0, z_0)$, комплексная амплитуда поля в рассматриваемом волноводе в рамках модового подхода и теории ВМ имеет вид [2].

$$P(r, z) = A \sum_{m=1}^M C_m(r) \frac{\psi_m(r, z)}{\sqrt{q_m(r)} r} \times \exp\left(i \int_0^r q_m(r') dr'\right), \quad (1)$$

где $A = \sqrt{8\pi r c W}$, ψ_m и $\xi_m = q_m + i\gamma_m/2$ — собственные функции и собственные значения задачи Штурма-Лиувилля, M — учитываемое число мод, C_m — модовые коэффициенты, являющиеся решением системы дифференциальных уравнений.

$$\frac{dC_m}{dr} = -\frac{\gamma_m}{2} C_m - \sum_{n=1}^M U_{mn} \times \exp\left(i \int_0^r (q_n - q_m) dr'\right) C_n, \quad (2)$$

с начальными условиями $C_m(0) = (8\pi)^{-1/2} \exp(i\pi/4) \times \psi_m(0, z_0)$, U_{mn} — коэффициенты ВМ:

$$U_{mn}(r) = \sqrt{\frac{q_n}{q_m}} \int_0^\infty \frac{\rho}{\rho(z)} \psi_m \frac{\partial \psi_n}{\partial r} dz. \quad (3)$$

При $U_{mn} = 0$ ВМ отсутствует (адиабатика), т.е. каждая мода распространяется независимо от других мод. При $U_{mn} \neq 0$ происходит перекачка энергии между модами, что определяется величиной $|U_{mn}|$.

Рассмотрим модельную ситуацию, при которой c_1 не зависит от z , а зависит только от r , меняясь по линейному закону: $c_1 = c_0 + c'_1 r$, где $c_0 = 100$ м/с, $c'_1 = 0.07$ с⁻¹. Другие параметры волновода примем равными: $H = 28$ м, $c = 1460$ м/с, $\rho = 1$ г/см³, $\rho_1 = 1.85$ г/см³, $\hat{\beta} = 0.75$ дБ/км/Гц. Проведем расчет $|U_{mn}|$ для частоты $f = 250$ Гц и, учитывая однозначную связь между c_1 и r , рассмотрим зависимости $|U_{mn}(c_1)|$ для соседних пар мод, как наиболее сильно взаимодействующих (рис. 2).

Из рис. 2 видно, что зависимости носят немонотонный характер. Глобальный максимум, соответствующий максимальному ВМ, для всех пар мод находится в области мягкого дна ($c_1 < c$) и отстоит тем дальше от скорости звука в воде, чем больше номера мод. Для расчета кривых на рис. 2 был выбран градиент $c'_1 = 0.07$ с⁻¹, полученный для условий Карского моря. Но качественно рис. 2 не изменится при любом градиенте: при большем c'_1 кривые пойдут выше, при меньшем — ниже. Также можно заметить, что в интервале скоростей звука в дне 1400–1700 м/с наибольшее взаимодействие должно наблюдаться для 1–2 и 2–3 моды.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ УСЛОВИЯ КАРСКОГО МОРЯ

Рассмотрим для анализа трассу 4, показанную на рис. 1,а и выбранную так, чтобы на ее длине, равной 5 км, охватить участки дна с максимально различной скоростью звука. Вертикальный разрез поля скорости звука в дне вдоль трассы берётся из данных 3D сейсморазведки. Численные значения других параметров волновода ($H, c, \rho, \rho_1, \hat{\beta}$) приведены во втором разделе.

Пусть звук по трассе 4 распространяется слева направо от точечного источника, работающего на частоте 250 Гц и расположенного на глубине 15 м. На рис. 3,а

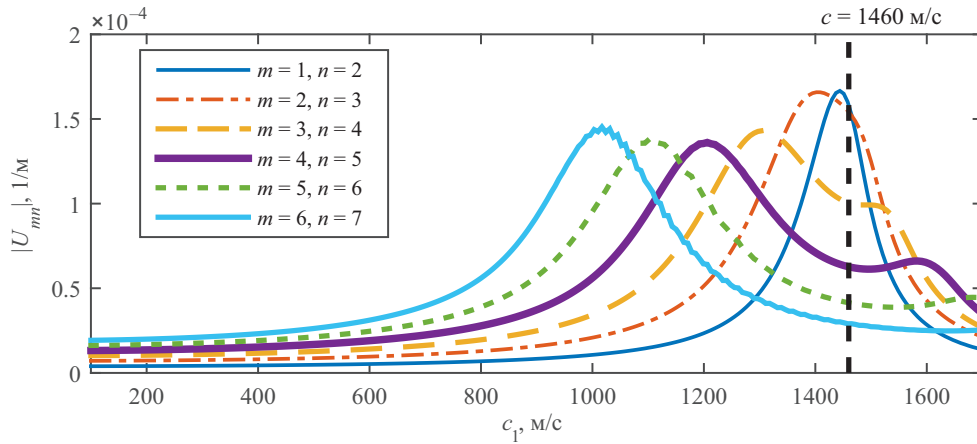


Рис. 2: Коэффициенты взаимодействия для различных пар мод

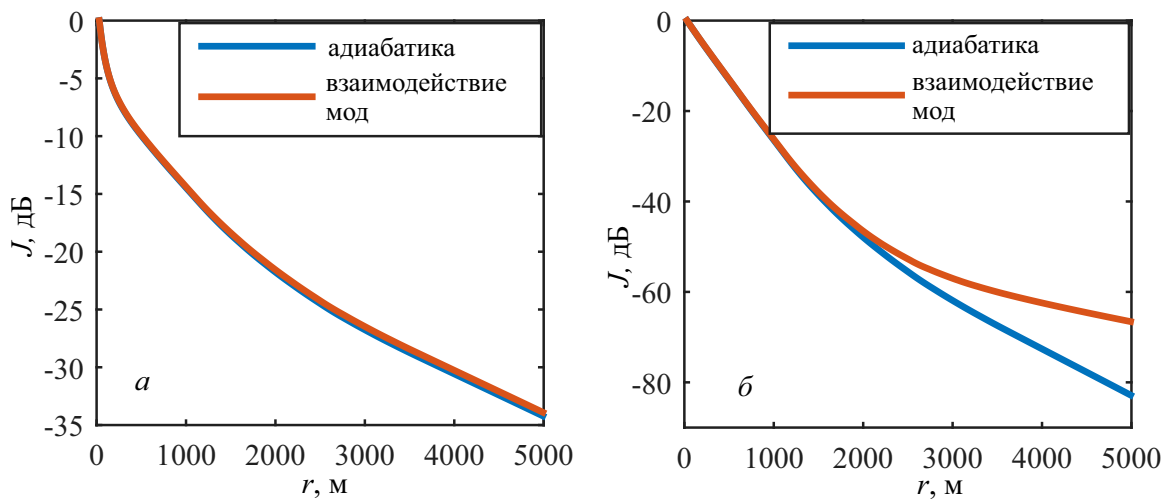


Рис. 3: Усреднённые по глубине потери при распространении для случая точечного источника (а) и при возбуждении только второй моды (б), с учётом и без учёта ВМ

показаны зависимости средней по глубине интенсивности звукового поля от расстояния без учёта цилиндрического расширения фронта акустической волны,

$$J(r) = 10 \lg \frac{r \int_0^H |P(r, z)|^2 dz}{r_0 \int_0^H |P(r_0, z)|^2 dz} \quad (4)$$

которые были рассчитаны методом взаимодействующих мод и в адиабатическом приближении, т.е. без учёта указанного взаимодействия. Начальное расстояние $r_0 = 30$ м. Видно, что кривые практически полностью совпадают. Этот же вывод справедлив для излучателя, расположенного вблизи границ волновода. Таким образом, при расчёте поля точечного источника в условиях неоднородного дна Карского моря можно ограничиться использованием адиабатического приближения. Это объясняется присутствием моды 1 в спектре излучения точечного источника, которая вносит существенный вклад в суммарную интенсивность и не позволяет увидеть незначительное измене-

ние моды 1 из-за ВМ. Данный вывод подтверждает корректность расчетов, проведенных в адиабатическом приближении для точечного источника в работе [1].

Теперь рассмотрим ситуацию возбуждения в волноводе только моды 2. Математически это можно описать начальными условиями: $C_2(0) = 1, C_{m \neq 2}(0) = 0$. При адиабатическом описании поля в волноводе мода 2 так и останется единственной модой в канале. Если учесть ВМ, то согласно (2) в канале появятся моды других номеров $C_m(r > 0) \neq 0$, в том числе мода 1 (при расчетах на частоте 250 Гц число учитываемых мод равнялось $M = 8$). Мода 1, имея минимальное затухание, начиная с некоторого расстояния, будет определять затухание полного поля. Таким образом, в адиабатике затухание будет определяться модой 2, а с учетом ВМ — модой 1. Как видно из рис.3, начиная с 2 км, наблюдается нарастающее с расстоянием отличие двух способов расчета. На 5 км ошибка в расчете $J(r)$ достигает 15 дБ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование распространения звука в волноводе, характерном для Карского моря, показало, что межмодовое взаимодействие, обусловленное неоднородным полем скорости звука в дне, проявляется слабо при работе с точечным источником зву-

ка. Однако это взаимодействие необходимо учитывать при возбуждении отдельных волноводных мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 19-02-00127 и 16-32-60194), а также программы президиума РАН № 5 «Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов».

- [1] Григорьев В.А., Петников В.Г., Росляков А.Г., Терехина Я.Е. // Акуст. Журнал. 2018. **64**, № 4. С. 342.
[2] Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J. Fundamentals of

shallow water acoustics. Springer, New York, Dordrecht, Heidelberg, London, 2012.

Inhomogeneous sound speed field in the seabed of the Kara Sea and its effect on acoustic wave propagation

M. V. Volkov^{1,2,a}, V. A. Grigoriev^{3,b}, A. A. Lunkov^{1,2,c}, V. G. Petnikov^{1,d}

¹*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences. Moscow 119991, Russia*

²*Bauman Moscow State Technical University. Moscow 119991, Russia*

³*Voronezh State University. Voronezh 394018, Russia*

E-mail: ^amv@kapella.gpi.ru, ^bgrig4@yandex.ru, ^clunkov@kapella.gpi.ru, ^dpetniko@kapella.gpi.ru

A statistical analysis of spatial variations in the sound speed in the upper sedimentary layer for one of the regions of the Kara Sea was carried out. For analysis, we used the distribution of sound speed obtained from 3D seismic data. A spatial anisotropy of this quasi-random physical quantity was found. Its spatial correlation radius can vary from hundreds of meters to a few kilometers, depending on the chosen direction in the horizontal plane. The problem of normal mode coupling in a shallow water area of a constant depth at a frequency of 250 Hz above the bottom with varying impedance is considered. It was assumed that the change in impedance is due to the variations in the sound velocity profile in the bottom sedimentary layer noted above. It is shown that for typical horizontal gradients of the sound speed in the bottom of the Kara Sea and when using a point sound source, the mode coupling is weak, therefore, the adiabatic approximation can be used to calculate the sound field. However, this coupling can be noticeable upon excitation of individual waveguide modes.

PACS: 43.30.+m

Keywords: shallowwater, marinesediments, modecoupling.

Received 30 October 2019.

Сведения об авторах

1. Волков Михаил Владимирович — инженер НЦВИ ИОФ РАН; тел.: (499) 503-87-77 (доб. 384), email: volkov_mv@kapella.gpi.ru.
2. Григорьев Валерий Анатольевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник ВГУ; тел.: (473) 220-87-48, email: grig4@yandex.ru.
3. Луньков Андрей Александрович — канд. физ.-мат. наук, зав. лабораторией гидрофизики НЦВИ ИОФ РАН; тел.: (499) 503-87-77 (доб. 384), email: lunkov@kapella.gpi.ru.
4. Петников Валерий Георгиевич — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник НЦВИ ИОФ РАН; тел.: (499) 503-87-77 (доб. 384), email: petniko@kapella.gpi.ru.