

## ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В МЕЛКОВОДНЫХ АКВАТОРИЯХ С ГАЗОНАСЫЩЕННЫМ ДНОМ

© 2015 г. В. А. Григорьев\*, А. А. Луньков\*\*, В. Г. Петников\*\*

\* Воронежский государственный университет  
394006 Воронеж, Университетская пл. 1

\*\* Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
119991 Москва, ул. Вавилова 38  
E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 23.05.2014 г.

Исследованы особенности распространения низкочастотного (50–300 Гц) звука в мелководных акваториях на относительно небольших расстояниях  $r \approx 3H-50H$  от источника звука, где  $H$  – глубина волновода. Дно акваторий предполагалось жидкой однородной газосодержащей средой. Сравнивались ситуации, когда скорость звука в дне больше и меньше, чем в водном слое (жесткое и мягкое дно). Подтверждено в эксперименте, что средняя эффективная скорость звука в дне может иметь весьма низкие значения  $\approx 100$  м/с. При расчетах использовалось модовое описание звукового поля, учитывались как распространяющиеся, так и вытекающие моды, включая квазимоды. Получены усредненные зависимости спада интенсивности поля с расстоянием при различных частотах и скоростях звука в дне. Найдены коэффициенты  $\beta$  затухания звука в волноводе как функции частоты и скорости звука в дне. Показано, что для мягкого дна величина  $\beta$  монотонно растет при увеличении скорости звука в дне, а для жесткого дна – монотонно падает. Максимум  $\beta$  зависит от частоты звука и достигается при примерном равенстве скоростей звука в воде и дне.

*Ключевые слова:* акустика мелкого моря, затухание звука в мелководных акваториях.

DOI: 10.7868/S0320791915010025

### ВВЕДЕНИЕ

Верхний слой осадков в мелководных акваториях, как правило, представлен рыхлыми отложениями, в которых энергией сдвиговых звуковых волн по сравнению с энергией продольных волн можно пренебречь. По этой причине в данной работе будет использоваться модель жидкого дна, характеризующаяся в случае однородной среды тремя параметрами: продольной скоростью звука  $c_1$ , плотностью  $\rho_1$  и параметром затухания  $\alpha$ .

Если грунт представляет собой двухкомпонентную среду (вода и минеральные частицы), то скорость звука в дне достаточно хорошо описывается эмпирической формулой Эйкала [1]:  $c_1 = c_H(1.631 - 1.78\kappa + 1.2\kappa^2)$ , где  $c_H$  – скорость звука в воде у поверхности дна,  $\kappa$  – пористость грунта. Согласно этой формуле при  $\kappa = 0.6-0.9$  (тонкий алевроит, илы, глины) скорость звука в дне становится меньше скорости звука в воде. Минимум достигается при  $\kappa \approx 0.75$  и равен  $c_1 = 0.97c_H$ , что при  $c_H = 1500$  м/с соответствует  $c_1 = 1455$  м/с.

В случае трехкомпонентной среды (вода, минеральные частицы и газ) оказывается, что даже незначительное присутствие третьей газовой фракции в морском грунте существенно уменьшает ве-

личину скорости звука в дне. Так, при объемном содержании газа всего 0.1% скорость звука в дне принимает непривычно низкие значения 100–300 м/с [2], что меньше скорости звука в воздухе. Газонасыщенность грунтов наблюдается в различных акваториях [3] и, в частности, в местах сосредоточения залежей природных углеводородов. На Баренцево-Карском шельфе, например, в поддонных районах скорость звука составляет 800–1200 м/с [4]. Известны также примеры газонасыщенных грунтов для акваторий крупных искусственных водохранилищ, образованных при затоплении территории, покрытой растительностью [5]. Здесь скорость звука уменьшается до 150 м/с. Заметим, что приведенные экспериментальные значения скорости звука в дне получены либо при однократных (в одной точке) измерениях отражения звука от дна, либо при регистрации времени распространения сейсмических волн в осадочных породах. В первом случае речь фактически идет о локальных (в одной точке) измерениях скорости звука, в другом – об определении эффективной средней скорости звука во всей толще осадочных пород. В то же время для акустики мелководных акваторий важна эффективная средняя скорость звука для верхнего слоя осадочных пород с тол-

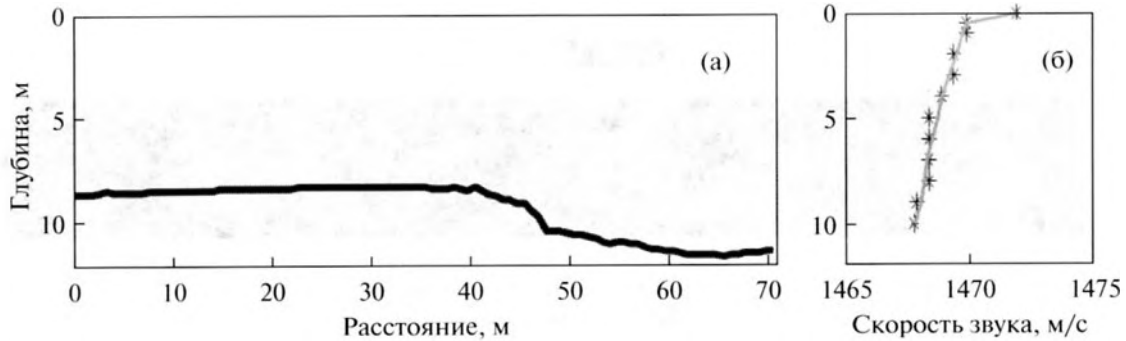


Рис. 1. Профиль дна вдоль акустической трассы (а) и вертикальный профиль скорости звука (б). Звездочки – экспериментальные точки, серая линия – результат интерполяции.

щинами, сравнимыми с длиной звуковой волны в осадках.

Целью настоящей работы является экспериментальное подтверждение гипотезы о том, что эффективная скорость  $c_1$  в верхнем слое осадочных пород может действительно иметь весьма малые значения, меньшие, чем скорость звука в воздухе. Справедливость этой гипотезы указывает на достаточно широкий диапазон возможных значений величины  $c_1$  в зависимости от концентрации газа в дне. Это, в свою очередь, может существенно влиять на распространение звука в водном слое на мелководье. В связи с этим в настоящей работе также исследовалось влияние скорости звука в мягком ( $c_1 < c_H$ ) и жестком ( $c_1 > c_H$ ) морском дне на затухание низкочастотных акустических волн в мелком море. При этом основное внимание уделялось относительно небольшим расстояниям  $r \approx 3H - 50H$  ( $H$  – глубина акватории) от источника звука.

### ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ ЗВУКА НА СТАЦИОНАРНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТРАССЕ

Натурный эксперимент проводился на базе Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова на Клязьминском водохранилище. Стационарная акустическая трасса протяженностью 71 м была организована между одиночным широкополосным излучателем звука, установленным на глубине 5 м, и вертикальной 12-элементной приемной цепочкой гидрофонов, перегораживающей большую часть волновода. Профиль дна вдоль акустической трассы, зарегистрированный с помощью эхолота со встроенным GPS-приемником, представлен на рис. 1а. Скорость звука в водном слое  $c(z)$ , измеренная с помощью специального зонда, слабо изменялась с глубиной  $z$  (см. рис. 1б). Расстояние между элементами приемной цепочки равнялось 0.85 м. Общая длина цепочки составляла 9.4 м, нижний гидрофон распо-

лагался в 1 м от дна. Источник звука излучал сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) от  $f = 500$  до  $1500$  Гц длительностью 5 с. Интервал между циклами излучения также равнялся 5 с.

Первый этап анализа заключался в корреляционной обработке принятых акустических сигналов (свертка с излучаемым ЛЧМ-сигналом), которая позволила существенно повысить отношение сигнал/шум. Результат такой обработки и усреднения по 30 циклам излучения для всех приемных элементов (модуль корреляционной функции  $B^{exp}(\tau, z)$ ) представлен на рис. 2а. (Здесь  $\tau$  – временная задержка, определяющая время распространения звуковых сигналов.) На этом рисунке прослеживается достаточно явная пространственно-временная структура приходов по отдельным лучам – “аккордеон” – причем в течение длительного времени по сравнению с шириной автокорреляционной функции излучаемого сигнала  $\tau_{изл} = 10^{-3}$  с. Значительное время затягивания сигнала говорит о сильных отражающих свойствах дна для большого диапазона углов скольжения, что может быть свойственно дну либо с очень низкой, либо с очень высокой скоростью распространения звука.

Усредненный по глубине спектр принятого сигнала с учетом нормировки на спектр излученного приведен на рис. 3. Как видно, амплитудные значения спектра почти не меняются с частотой  $f$ , что свидетельствует об очень слабой частотной зависимости коэффициента отражения в рассматриваемом диапазоне частот 500–1500 Гц. В таком случае модельный расчет широкополосного звукового поля упрощается, и его удобно проводить в рамках лучевого подхода [6]. На рис. 2б и 2в показаны результаты численного моделирования, а именно распределения величины  $|B^{mod}(\tau, z)|$  аналогичной  $|B^{exp}(\tau, z)|$  в волноводе с очень низкой (100 м/с) и очень высокой (2500 м/с) скоростями звука в дне соответственно. Эти значения выбирались из наилучшего совпадения экспериментальных и модельных данных. Дно рассмат-

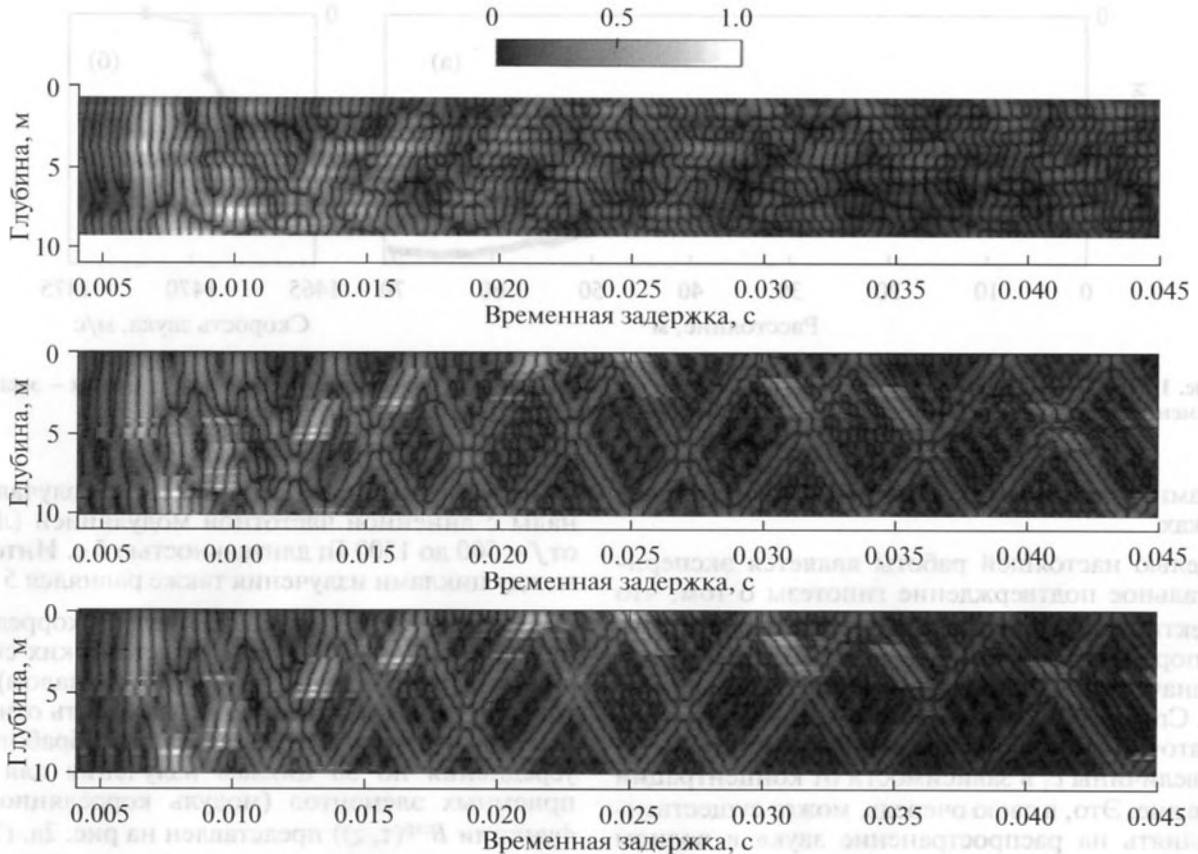


Рис. 2. Результат корреляционной обработки принимаемых сигналов: (а) экспериментальная зависимость, (б, в) модельные зависимости при скоростях звука в дне 100 и 2500 м/с соответственно.

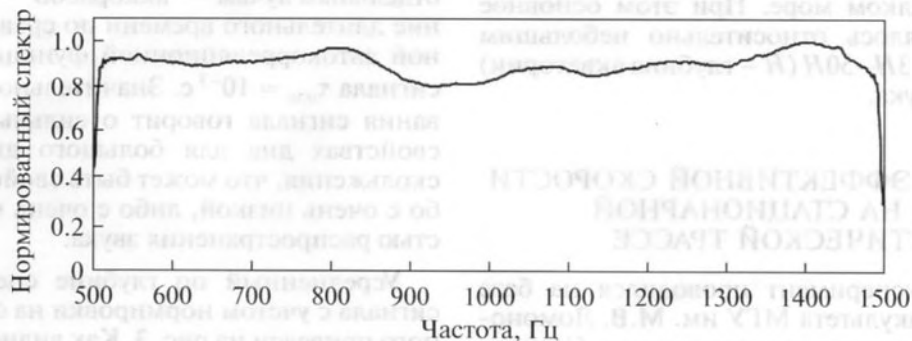


Рис. 3. Нормированный экспериментальный спектр принимаемого сигнала.

ривалось как однородное жидкое поглощающее полупространство, плотность которого равна  $\rho_1 = 1600 \text{ кг/м}^3$ . Отметим, что если скорость звука в дне много меньше скорости звука в воде, то коэффициент отражения звука от нижней границы волновода практически не зависит от коэффициента поглощения звука в донном слое. Мнимая часть показателя преломления

$$n = \frac{c}{c_1} \left( 1 + i \frac{\alpha}{2} \right) \quad (1)$$

для жесткого дна выбиралась таким образом, чтобы зависимость коэффициента отражения звука от угла скольжения была близка к аналогичной зависимости для мягкого дна. В нашем случае  $\alpha = 0.1$ .

Сравнивая рис. 2а с рис. 2б и 2в, невозможно сразу сделать однозначный вывод о том, какого типа дно в рассматриваемой акватории. Картина проясняется, если сопоставить усредненные по глубине экспериментальные и модельные огибающие принимаемых сигналов (рис. 4). Все огиба-



Рис. 4. Экспериментальная и модельные зависимости средней интенсивности звукового сигнала от времени задержки.

ющие сглажены по времени на 0.005 с и нормированы на максимальное значение. Видно, что для дна, имеющего высокую скорость звука, характерно наличие момента времени, после которого происходит резкое спадание амплитуды огибающей. Это время отвечает приходу лучей, имеющих угол выхода из источника, близкий к углу полного внутреннего отражения. Когда скорость звука в дне меньше, чем в водном слое, полное внутреннее отражение отсутствует и амплитуда спадает равномерно. Сравнивая экспериментальные данные с результатами численного моделирования для разных значений  $c_1$ , можно сделать вывод, что дно является акустически мягким со скоростью звука  $c_1 \approx 100$  м/с. (В табл. 1 приведены среднеквадратичные отклонения экспериментальной огибающей от модельной для различных величин  $c_1$ .) Указанное значение  $c_1 \approx 100$  м/с соответствует тем оценкам, которые были ранее получены при локальных измерениях с использованием векторно-скалярного приемника в одной из точек на акватории Клязьминского водохранилища [5].

### МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА

Проанализируем далее в численном эксперименте затухание звука в мелководной акватории с газонасыщенным дном, где скорость  $c_1$  меняется в широких пределах от 100 м/с (мягкое дно) до 1700 м/с (жесткое дно), при прочих равных условиях:  $\rho_1 = 1600$  кг/м<sup>3</sup>,  $\alpha = 0.02$ . В качестве примера рассмотрим затухание в Баренцевом море с глубиной  $H = 120$  м в зимний и летний период времени. Соответствующие вертикальные про-

фили скорости звука  $c(z)$  для этой акватории показаны на рис. 5. Плотность воды  $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>. Расчеты поля будем проводить на частотах  $f = 50-300$  Гц и расстояниях от источника  $r = 0.3-5$  км.

Известно (см., например, [7]), что точное выражение для комплексной амплитуды звукового поля точечного гармонического источника мощности  $W_0$  в мелководном волноводе, образованном плоскостойким водным слоем, лежащем на жидком однородном полупространстве (дне), записывается в следующем виде:

$$P(r, z, z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{AU(\xi, z_0)V(\xi, z)}{4\pi W(\xi)} H_0^{(1)}(\xi r) \xi d\xi \quad (2)$$

где функции  $U(\xi, z)$  и  $V(\xi, z)$  являются решением задач

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(z) - \xi^2 \right\} U(\xi, z) &= 0, \\ [U + g \frac{\partial U}{\partial z}]_{z=H} &= 0, \\ \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(z) - \xi^2 \right\} V(\xi, z) &= 0, \\ V(\xi, z)|_{z=0} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $z_0$  и  $z$  – глубины источника и приемника звука соответственно,  $z_> = \max(z, z_0)$ ,  $z_< = \min(z, z_0)$ ,

$$k(z) = \frac{\omega}{c(z)}, \quad k_1 = \frac{\omega}{c_1} \left( 1 + i \frac{\alpha}{2} \right), \quad \omega = 2\pi f, \quad g = im_1/\sigma_1,$$

$m_1 = \rho_1/\rho$ ,  $\sigma_1 = \sqrt{k_1^2 - \xi^2}$ ,  $A = \sqrt{8\pi r c(z_0) W_0}$ ,  $H_0^{(1)}(\cdot)$  – функция Ханкеля первого рода,  $W(\xi) = -U'(\xi, H) \times [V(\xi, H) + gV'(\xi, H)]$  (здесь штрихом обозначена производная по  $z$ ).

Таблица 1

$c_1$ , м/с	50	75	100	125	150	200	300	1600	1800	2500
$\sigma_{\Delta \log}$ , дБ	1.1	0.9	0.5	0.9	1.3	2.2	4.1	5.5	4.62	4.2



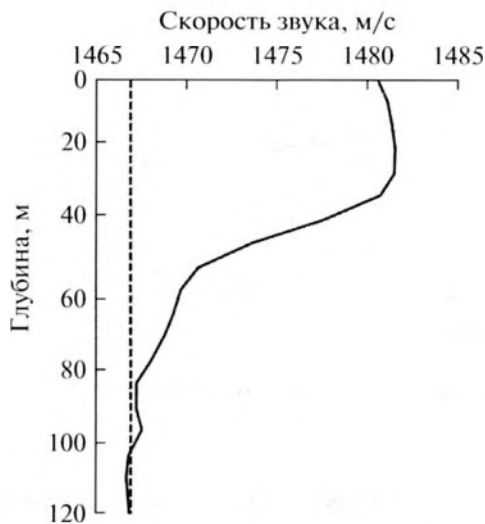


Рис. 5. Типичные вертикальные профили скорости звука в Баренцевом море. Сплошная линия – лето, пунктирная – зима.

В важном частном случае волновода Пекериса, когда  $c(z) = \text{const}$ , точное решение в водном слое имеет вид:

$$P(r, z, z_0) = \frac{A}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g\sigma \cos[\sigma(z_> - H)] - \sin[\sigma(z_> - H)]}{g\sigma \cos(\sigma H) + \sin(\sigma H)} \times \frac{\sin(\sigma z_<)}{\sigma} H_0^{(1)}(\xi r) \xi d\xi, \quad (4)$$

где  $\sigma = \sqrt{k^2 - \xi^2}$ . Заметим, что радикалы  $\sigma$  и  $\sigma_1$  (обозначим их одной буквой  $w$ ) понимаются в (2)–(4) однозначно, как главное значение комплексного квадратного корня, для которого  $\text{Re } w > 0$ . Если же  $\text{Re } w = 0$ , то берется значение корня, у которого  $\text{Im } w > 0$ . (Обратим внимание, что по такому же правилу однозначно вычисляется квадратный корень из комплексного числа в системе компьютерной математики MATLAB.)

Интеграл (4) с хорошей точностью можно найти численно. Это показал, в частности, Пекерис [8] и будет показано в данной работе, но при условии относительно небольших расстояний, низких частот и при значениях  $z_0$  и  $z$ , не равных одновременно  $\approx 0$  или не равных одновременно  $\approx H$ .

Наряду с точными расчетами поля в акустике мелкого моря часто используется так называемое модовое описание звукового поля, основанное на преобразовании несобственного интеграла (2), используя стандартную технику теории вычетов. Особенно часто это применяется в общем случае, когда  $c(z) \neq \text{const}$ . Для этого описания осуществляется аналитическое продолжение подынтегральной функции с действительной оси на ком-

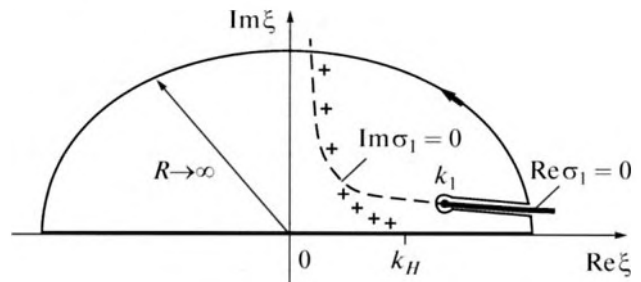


Рис. 6. Контур интегрирования (сплошная тонкая линия), разрез (жирная линия) и полюса (крестики). Расположение полюсов соответствует мягкому дну. Полюса выше пунктирной линии соответствуют квазимодам.

плексную плоскость  $\xi$  и проводится интегрирование по контуру, идущему по действительной оси и замыкающемуся в верхней полуплоскости, с обходом линии разреза от точки ветвления  $k_1$ .

В аналитическом продолжении подынтегральной функции интеграла (2) основная проблема заключается в аналитическом продолжении радикала  $\sigma_1(\xi)$ . Если его осуществить по той же схеме отбора корней, как это делалось на действительной оси, т.е. считать на всей комплексной плоскости  $\text{Re } \sigma_1(\xi) > 0$ , то линией разреза будет линия  $\text{Re } \sigma_1(\xi) = 0$ . На этой линии испытывает разрыв функция  $\text{Im } \sigma_1(\xi)$ . Соответственно, функция  $\sigma_1(\xi)$  оказывается аналитической везде, кроме линии разреза. В рассмотренном случае контур интегрирования с обходом линии разреза показан на рис. 6. Крестиками внутри контура показаны полюса  $\xi_m$  подынтегральной функции, определяемые из условия  $W(\xi_m) = 0$  или для волновода Пекериса из условия

$$g_m \sigma_m \cos(\sigma_m H) + \sin(\sigma_m H) = 0, \quad (5)$$

где  $g_m = im_1 / \sqrt{k_1^2 - \xi_m^2}$ ,  $\sigma_m = \sqrt{k^2 - \xi_m^2}$ .

Согласно теории вычетов интеграл (2) равен:

$$P(r, z, z_0) = 2\pi i \sum_{m=1}^{\infty} \text{Res}_{\xi=\xi_m} \{ \varphi(\xi) \} + \int_C \varphi(\xi) d\xi, \quad (6)$$

где первое слагаемое – дискретный спектр (под знаком суммы стоят вычеты подынтегральной функции  $\varphi(\xi)$  в полюсах  $\xi_m$ ), второе слагаемое – непрерывный спектр (интегрирование проводится по верхнему берегу разреза справа налево, по нижнему – наоборот). В модовой теории пренебрегают непрерывным спектром, и основное внимание уделяется дискретному спектру, каждое слагаемое которого называют модой. В результате определенных преобразований выражение (6), записанное только через моды, приобретает вид [7]

$$P(r, z, z_0) \approx \frac{iA}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \psi_m(z_0) \psi_m(z) H_0^{(1)}(\xi_m r), \quad (7)$$

где  $\psi_m(z)$  и  $\xi_m$  – нормированные собственные функции и собственные значения ( $\xi_m$  – это полюса, рассмотренные выше) задачи Штурма–Лиувилля

$$\begin{aligned} \{d^2/dz^2 + k(z)^2 - \xi_m^2\} \psi_m(z) &= 0, \\ \psi_m(0) = 0, \quad \psi_m(H) + g_m \frac{d\psi_m}{dz} \Big|_{z=H} &= 0, \\ \int_0^H \psi_m^2(z) dz + \frac{g_m \psi_m^2(H)}{2m_1^2} &= 1. \end{aligned} \quad (8)$$

В частном случае для волновода Пекериса собственные функции равны

$$\begin{aligned} \psi_m(z) &= N_m \sin(\sigma_m z), \\ N_m &= \left( \frac{H}{2} + \frac{g_m(m_1^2 + g_m^2 \sigma_m^2)}{2m_1^2(1 + g_m^2 \sigma_m^2)} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

При выбранном положении разреза дискретный спектр бесконечен. В случае жесткого дна он включает в себя ограниченное число распространяющихся мод, для которых  $\text{Re } k_1 < \text{Re } \xi_m < k_H$ , где  $k_H = \omega/c_H$ , и бесконечное число вытекающих мод, для которых  $0 < \text{Re } \xi_m < \text{Re } k_1$ . В случае мягкого дна имеются только вытекающие моды при  $0 < \text{Re } \xi_m < k_H$ . Если затухание в дне отсутствует ( $\alpha = 0$ ), то распространяющиеся моды являются незатухающими, т.е. для них  $\text{Im } \xi_m = 0$ . Вытекающие моды всегда затухающие, т.к. для них всегда  $\text{Im } \xi_m > 0$ . При определенных параметрах волновода среди вытекающих мод могут быть квазимоды, для которых выполняется условие  $\text{Im} \sqrt{k_1^2 - \xi_m^2} < 0$ . Например, на рис. 6 квазимодам соответствуют полюса, расположенные выше пунктирной линии  $\text{Im } \sigma_1(\xi) = 0$ . Особенность квазимод заключается в том, что в дне их амплитуда растет с увеличением глубины. Эта нереальная на первый взгляд ситуация не мешает использовать квазимоды для вычисления поля в водном слое, что будет продемонстрировано в данной работе.

Иногда квазимоды включают в непрерывный спектр, выбирая разрез вдоль линии  $\text{Im } \sigma_1(\xi) = 0$  (разрез типа Юинга–Жардецки–Пресса [9, 10]). В этом случае полюса, расположенные выше линии разреза (т.е. квазимоды), исчезают с верхнего листа римановой поверхности, переходя на нижний лист. Проявляются квазимоды в итоге только в непрерывном спектре, а в дискретном спектре остаются “традиционные” моды, затухающие в дне с ростом глубины и расположенные ниже линии разреза (ниже пунктира на рис. 6). Однако

вряд ли оправдан такой подход, если непрерывным спектром пренебрегают, а учет только “традиционных” мод не достаточен для удовлетворительного описания поля в водном слое волновода. Поэтому в данной работе квазимоды включаются в дискретный спектр, что обеспечивается выбором разреза  $\text{Re } \sigma_1(\xi) = 0$  (жирная линия на рис. 6).

Заметим, что данный разрез соответствует разрезу типа Пекериса [8, 10], который проводится вертикально вверх от точки  $k_1$ . Действительно, оба разреза не пересекают цепочку полюсов, поэтому дискретные спектры одни и те же, и непрерывные спектры также равны друг другу.

На рис. 7 показан конкретный пример расчета полюсов для мягкого дна для параметров задачи, приведенных в начале настоящего раздела (зимний профиль,  $c = 1467$  м/с). Полюса с номерами 3–9 соответствуют квазимодам. На рис. 8 показан расчет модуля поля  $|P(r, z, z_0)|$  для этого примера по точной формуле (4) и по модовой формуле (7) при суммировании первых двух, трех и четырех мод. Видно, что добавление квазимод улучшает результат расчета по модовой теории, приближая его к точному решению.

Численный анализ показал, что при выбранных параметрах задачи достаточно ограничиться числом мод, определяемым по формуле  $M = \{2H/\lambda\}$ , где фигурные скобки означают целую часть числа,  $\lambda$  – длина волны в водном слое. Данное число мод соответствует количеству незатухающих мод в случае абсолютно мягкого дна. Для частот 50 и 300 Гц имеем  $M = 8$  и  $M = 49$ . При этом в большинстве случаев можно ограничиться и значительно меньшим числом мод.

Таким образом, для численного моделирования в настоящей работе использовалась в основном формула (7). При этом для вычислений собственных функций и собственных значений всех мод для летней зависимости  $c(z)$  (см. рис. 5) использовался приближенный подход, развитый в работах [11, 12]. Составляющие поля, соответствующие непрерывному спектру и вычисляемые при указанном подходе, не учитывались вследствие их малости при выбранных параметрах задачи.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЗАТУХАНИЯ ЗВУКА

Для оценок затухания звука с расстоянием вычислялась интенсивность акустического поля, усредненная по всем положениям источника и приемника от 0 до  $H$ :

$$I(r) = \frac{1}{H^2} \int_0^H \int_0^H \frac{|P(r, z, z_0)|^2}{2\rho c(z)} dz dz_0. \quad (10)$$

Расчеты, выполненные согласно (10) при различных скоростях звука в дне и для зимнего про-

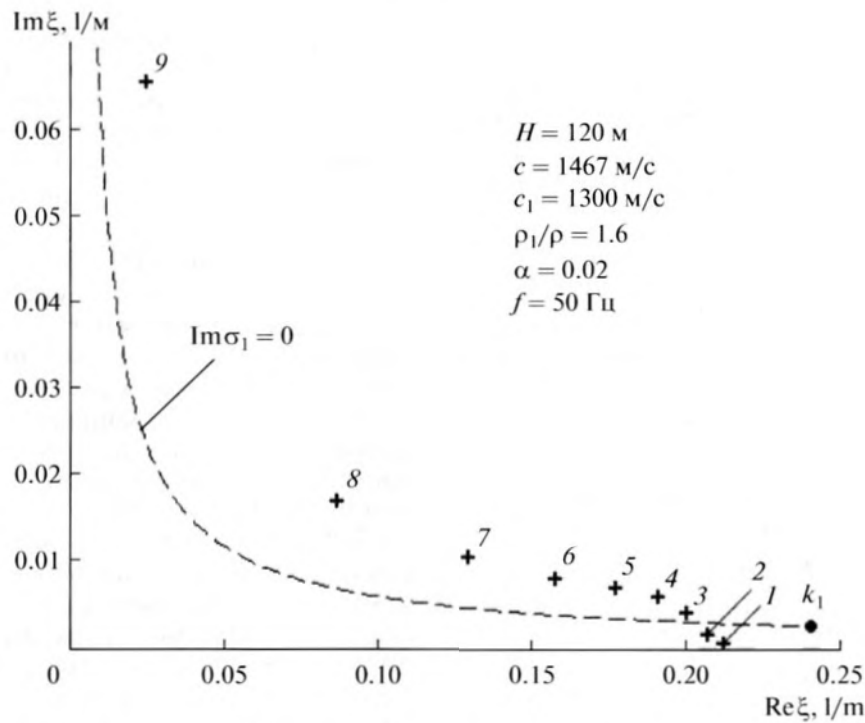


Рис. 7. Картина полюсов при указанных на рисунке параметрах.

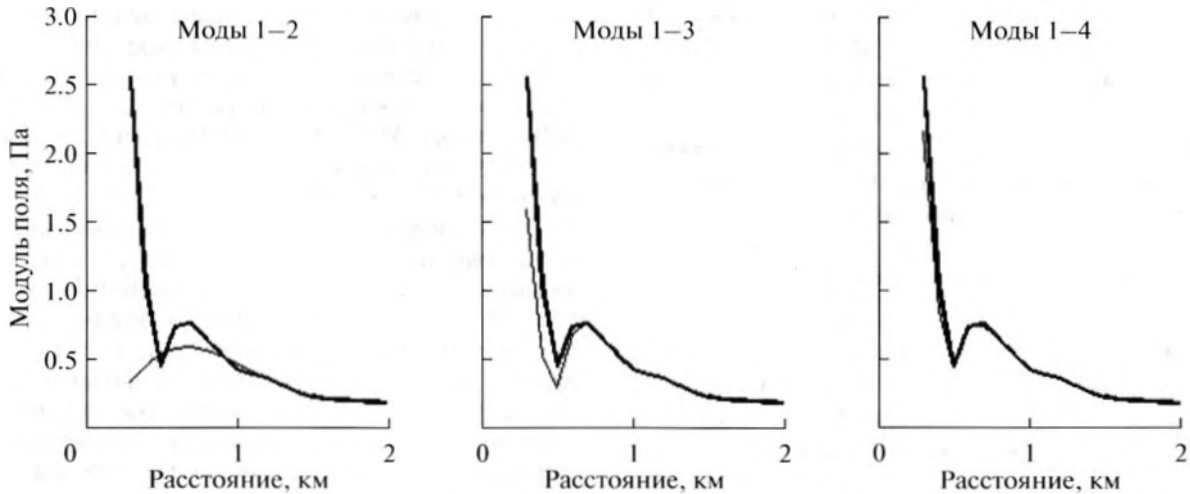
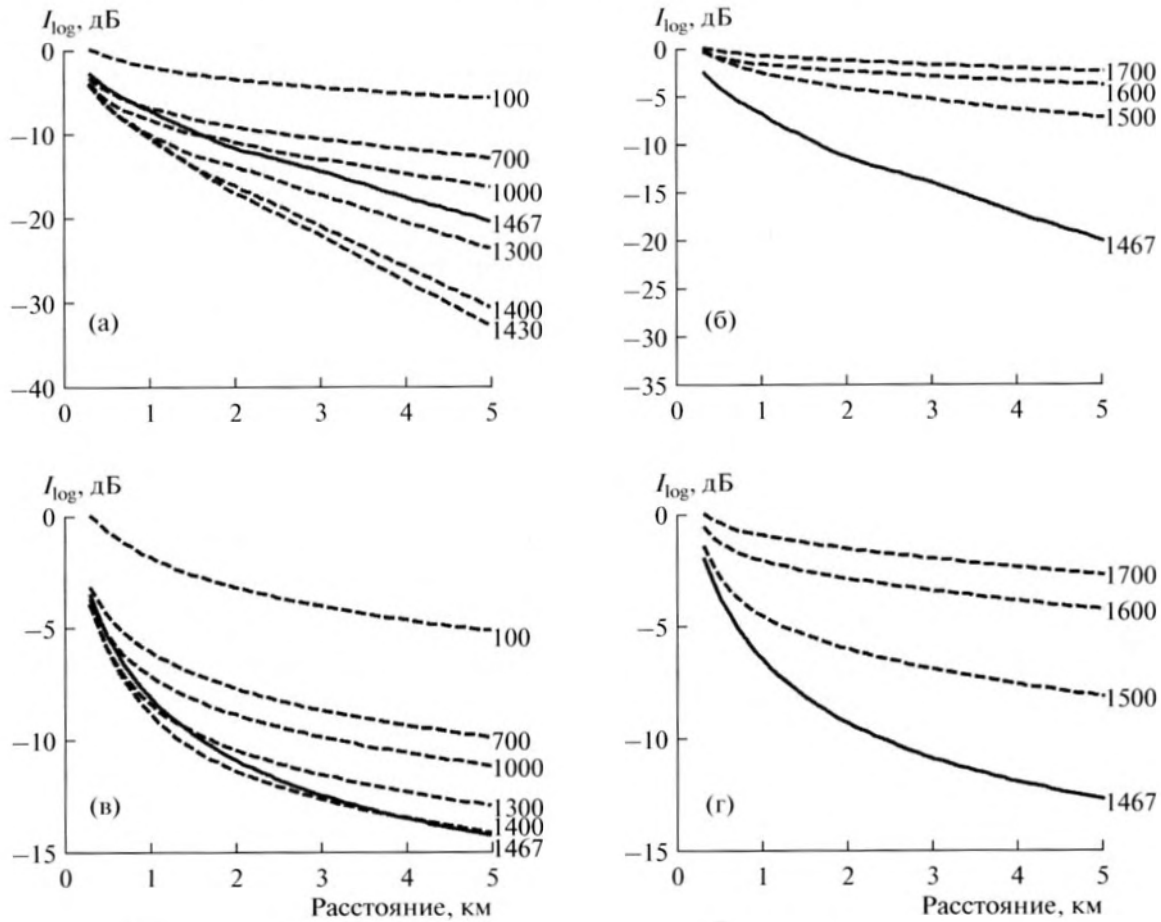


Рис. 8. Расчеты модуля поля при параметрах, указанных на рис. 2, и при  $W_0 = 1$  Вт,  $z_0 = 60$  м,  $z = 120$  м. Точный расчет (жирная линия), модовая теория (тонкая линия).

филя скорости звука ( $c = 1467$  м/с, модель Пеке-риса), приведены на рис. 9. При этом в полученных зависимостях устранена цилиндрическая расходимость и интенсивность выражена в децибелах, т.е. на рис. 9 приведены зависимости  $I_{\log}(r) = 10 \lg[I(r)/Q] + 10 \lg(r/r_0)$ , где  $r_0 = 300$  м и  $Q$  – нормировочный коэффициент. Значения нормировочного коэффициента для зависимостей, показанных на рис. 9, приведены в табл. 2.

Как видно на рис. 9, при мягком дне имеет место сильное затухание звукового поля, особенно заметное при низкой частоте и при скоростях  $c_1$ , близких к скорости звука в водном слое<sup>1</sup>. В этом случае уже на расстояниях в  $r = 5$  км от источника величина  $I_{\log}$  уменьшается примерно на 30 дБ по

<sup>1</sup> В этом случае волновое распространение связано лишь с разницей в плотностях воды и дна.



**Рис. 9.** Спадание средней интенсивности  $I_{\log}$  для мягкого (а, в) и жесткого (б, г) дна при постоянной скорости звука в водном слое. Числа возле графиков показывают значение  $c_1$  (м/с) в дне. Сплошная тонкая линия соответствует равенству скоростей звука в воде и дне (1467 м/с). Рисунки (а) и (б) соответствуют частоте излучения 50 Гц, (в) и (г) – 300 Гц.

сравнению с жестким дном  $c_1 = 1700$  м/с или с очень мягким дном  $c_1 = 100$  м/с. Здесь следует подчеркнуть, что из-за поглощения звука в дне ( $\alpha \neq 0$ ) аномально высокое затухание имеет место при значениях  $c_1$ , несколько отличающихся от значений  $c$ . При  $\alpha = 0$  аномально высокое затухание наблюдается при  $c_1 = c$ .

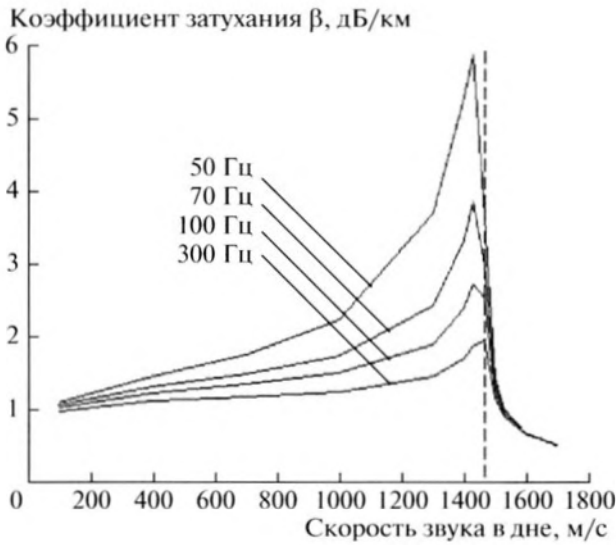
Зависимость затухания звука от величины  $c_1$  можно наглядно проиллюстрировать, используя принятую в инженерной гидроакустике методику, когда каждая линия, изображенная на рис. 9, аппроксимируется прямой линией  $I_{\log} \approx -\beta r + d$ , и по наклону этой прямой оценивается среднее

затухание интенсивности при разных значениях частоты. Коэффициент наклона  $\beta$  будем называть коэффициентом затухания. На рис. 10 показаны полученные зависимости  $\beta$  как функции скорости звука в дне для фиксированных значений частот 50, 70, 100 и 300 Гц. Для мягкого дна величина  $\beta$  монотонно растет при увеличении скорости звука в дне, для жесткого дна – монотонно падает. Максимум  $\beta$ , как и следует ожидать, достигается при примерном равенстве скоростей звука в воде и дне. Если же  $c$  заметно отличается от  $c_1$ , причем не важно в какую сторону, то отражение от дна дополнительно усиливается за счет скачка скорости звука и затухание уменьшается. Величина макси-

**Таблица 2**

Номер рисунка	8а	8б	8в	8г
Частота сигнала, Гц	50	50	300	300
$Q$	$I(r_0) _{c_1=100 \text{ м/с}}$	$I(r_0) _{c_1=1700 \text{ м/с}}$	$I(r_0) _{c_1=100 \text{ м/с}}$	$I(r_0) _{c_1=1700 \text{ м/с}}$





**Рис. 10.** Зависимость коэффициента затухания  $\beta$  от скорости звука в дне при постоянной скорости звука в водном слое. Цифрами на рисунке указана частота излучения. Вертикальной пунктирной линией отмечена точка на горизонтальной оси, где имеет место равенство скорости звука в воде и дне.

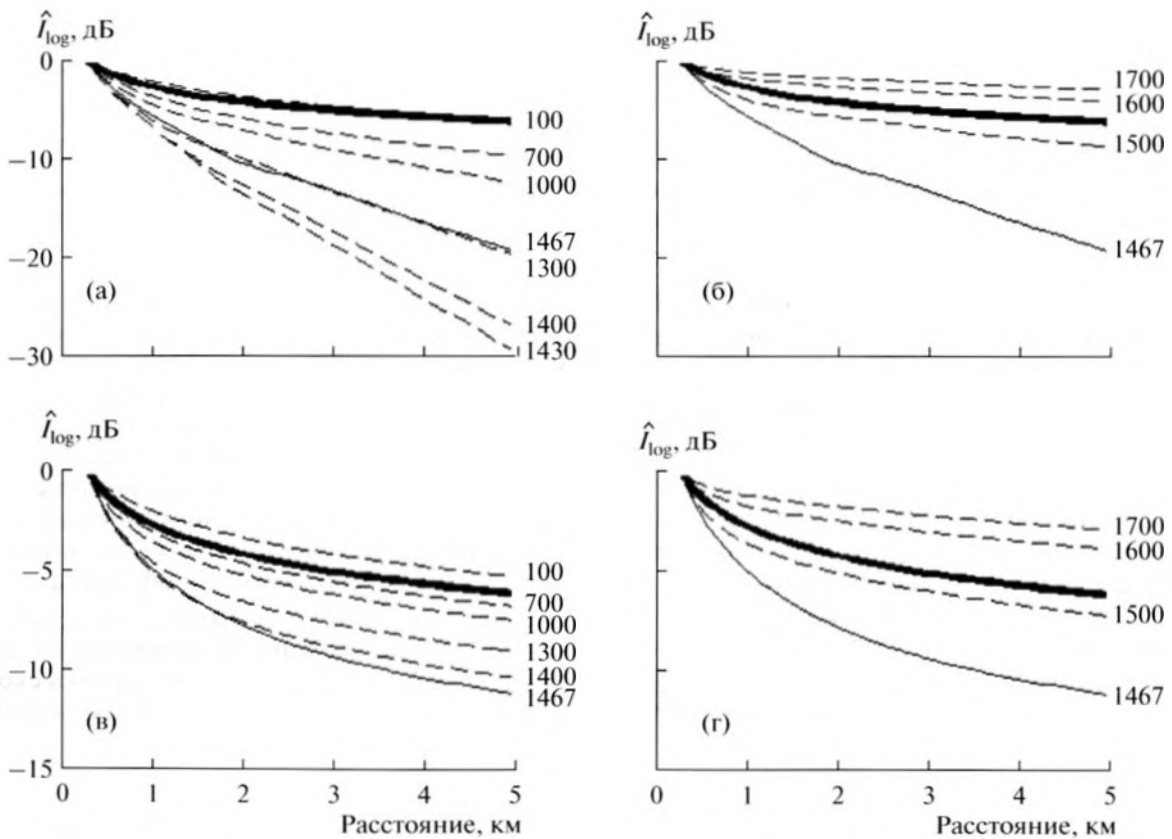
мама  $\beta$  для мягкого дна сильно зависит от частоты. При уменьшении частоты от 300 до 50 Гц максимум  $\beta$  возрастает примерно с 2 до 6 дБ/км (при  $\alpha = 0$  — до 10 дБ/км). Последнее, в первую очередь, связано с тем, что у волноводной моды с одним и тем же номером коэффициент поглощения уменьшается с ростом частоты.

Интересно сравнить полученные результаты численных расчетов с известными [2, 6] упрощенными аналитическими зависимостями  $I(r)$  в мелководных акваториях с постоянной скоростью звука<sup>2</sup>:

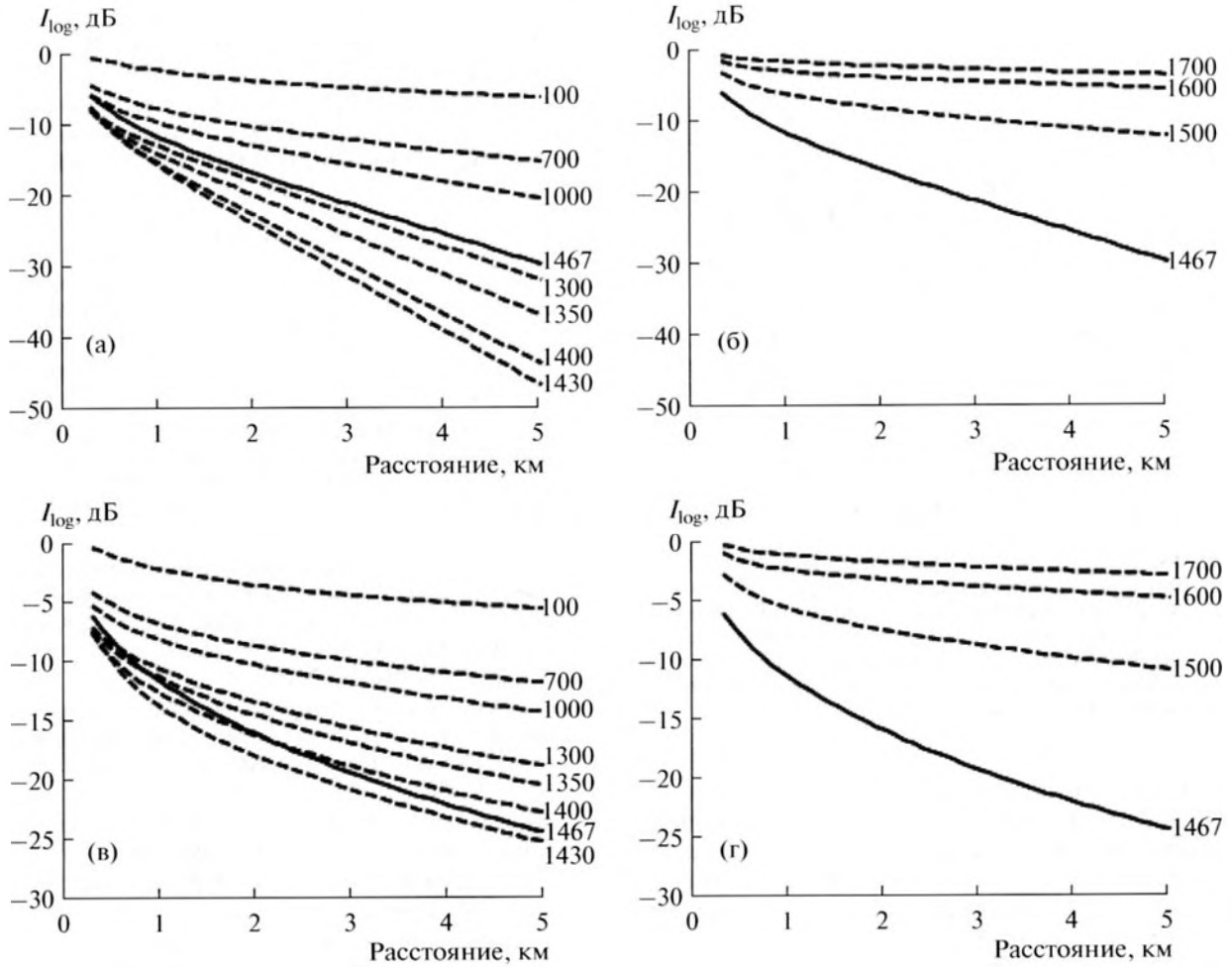
$$I(r) \approx I(r_0) \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-3/2}. \quad (11)$$

Для этого видоизменим рис. 9, показав на нем зависимости  $\hat{I}_{\log}(r) = 10 \lg[I(r)/I(r_0)] + 10 \lg(r/r_0)$ , а также зависимость (11) в аналогичном логарифмическом виде (рис. 11). Видно, что приближенный закон (11) лучше описывает волноводы с жестким дном. Для мягкого дна зависимость (11)

<sup>2</sup> В литературе эта зависимость получила название “закон 3/2”.



**Рис. 11.** Спадание средней интенсивности  $\hat{I}_{\log}$  для мягкого (а, в) и жесткого (б, г) дна при постоянной скорости звука в водном слое. Числа возле графиков показывают значение  $c_1$  (м/с) в дне. Сплошная тонкая линия соответствует равенству скоростей звука в воде и дне (1467 м/с). Жирная линия — зависимость (11). Рисунки (а) и (б) соответствуют частоте излучения 50 Гц, (в) и (г) — 300 Гц.

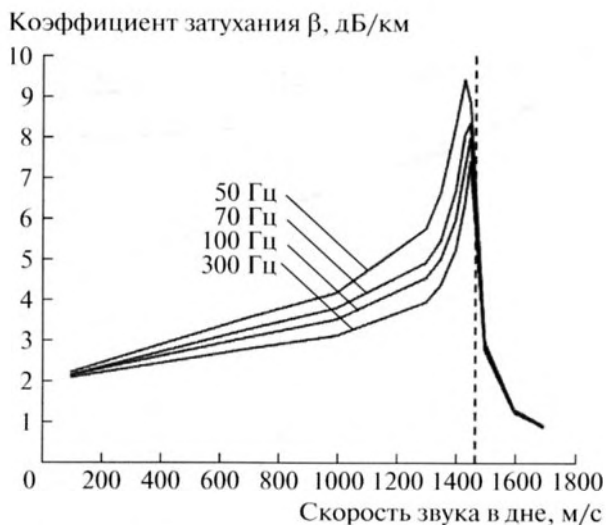


**Рис. 12.** Спадание средней интенсивности  $I_{\log}$  для мягкого (а, в) и жесткого (б, г) дна при скорости звука в водном слое, характерном для Баренцева моря в летний период времени. Числа возле графиков показывают значение  $c_1$  (м/с) в дне. Сплошная тонкая линия соответствует равенству скоростей звука  $c_1 \approx c(H)$ . Рисунки (а) и (б) соответствуют частоте излучения 50 Гц, (в) и (г) – 300 Гц.

дает завышенные значения. Это объясняется наличием только вытекающих мод в случае мягкого дна, поскольку при этом энергия, уносимая из акустического волновода, больше.

Интересно отметить (см. рис. 11), что при низких частотах и при значениях скорости звука в дне, близких к скорости звука в воде, интенсивность акустического поля уменьшается с дистанцией не только гораздо сильнее, чем это следует из формулы (11), но и сильнее, чем в свободном пространстве, где  $I(r) = I(r_0)(r/r_0)^{-2}$ . Последнее связано с тем, что в этом случае мы имеем дело с излучением источника вблизи (на расстояниях, сравнимых с длиной волны) отражающей верхней границы, которое, как известно, носит дипольный характер [6]. Напомним, что при дипольном излучении  $I(r) = I(r_0)(r/r_0)^{-4}$ .

В летний период времени, когда зависимость  $c(z)$  имеет отрицательный градиент, особенно сильный в области термоклина (см. рис. 5), затухание звука возрастает по сравнению с зимними условиями. Расчетные зависимости  $I_{\log}(r)$  и  $\beta(r)$  для такой зависимости показаны на рис. 12 и 13 соответственно. Как видно на этих рисунках, затухание в летний период увеличивается не только в абсолютном выражении для каждого значения скорости звука в дне (например, коэффициент  $\beta$  при  $c_1$ , близком к  $c(H)$ , и частоте 50 Гц увеличивается на  $\approx 3$  дБ/км), но и в относительном. Так, на расстоянии 5 км разница в затухании на частоте 50 Гц при скоростях  $c_1$ , равных 1700 и 1430 м/с, превышает 40 дБ, что на 10 дБ больше, чем в зимний период. Отмеченный рост затухания связан с более интенсивным взаимодействием звука с дном при вертикальном профиле  $c(z)$  с отрицательным градиентом.



**Рис. 13.** Зависимость коэффициента затухания  $\beta$  от скорости звука в дне при скорости звука в водном слое, характерном для Баренцева моря в летний период времени. Цифрами на рисунке указана частота излучения. Вертикальной пунктирной линией отмечена точка на горизонтальной оси, где имеет место равенство скорости звука в воде и дне.

В заключение выделим основной результат настоящей работы: присутствие газонасыщенных осадочных пород в мелководных акваториях приводит к существенному изменению затухания низкочастотных акустических волн в водном слое. Причем для типичных условий шельфа в целом можно прогнозировать увеличение затухания по сравнению с акваториями с жестким дном. Изменения в затухании зависят от эффективной скорости звука в дне и заметны даже при небольших (несколько километров) расстояниях от источника. Этот факт должен учитываться, например, при анализе влияния антропогенных шумов, излучаемых морскими платформами, обеспечивающими добычу углеводородного сырья.

Авторы выражают благодарность П.Д. Хлыстунову и А.С. Шурупу за помощь в проведении экспериментальных исследований на Клязьминском водохранилище.

Работа выполнена при поддержке Научной школы «Взаимодействие оптического и акустиче-

ского излучений с жидкостью» (№ НШ-214.2012.2), Программы ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред» и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 14-02-00330, 14-05-91180, 12-05-00887).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Эйгал Т.* Акустические характеристики морского дна / Акустика морских осадков. Пер. с англ. под ред. Хэмптона Л. М.: Мир, 1977. С. 407–437.
2. *Рожин Ф.В., Тонаканов О.С.* Общая гидроакустика. М.: Изд-во МГУ, 1988. 160 с.
3. *Стефанон А.* Акустические характеристики газонасыщенных осадков в северной части Адриатического моря / Акустика дна океана. Пер. с англ. под ред. Купермана У. и Енсена Ф. М.: Мир, 1984. С. 59–64.
4. *Рокос С.И.* Газонасыщенные отложения верхней части разреза Баренцево-Карского шельфа / Автореф. дис. ... канд. геогр. наук. 25.00.28. Кольский научный центр РАН, Мурманский морской биологический институт. Мурманск, 2009. 24 с.
5. *Гончаренко Б.И., Захаров Л.Н.* О методе определения акустического сопротивления грунта в пресноводных водоемах // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 4. С. 531–536.
6. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
7. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
8. *Пекерис К.* Теория распространения звука взрыва в мелкой воде / Распространение звука в океане. Пер. с англ. под ред. Бреховских Л.М. М.: Изд-во иностранной литературы, 1951. С. 48–156.
9. *Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F.* Elastic waves in layered media. N.Y.: McGraw-Hill, 1957. 380 p.
10. *Де Санто Дж.А.* Теоретические методы в акустике океана / Акустика океана. Пер. с англ. под ред. Кравцова Ю.А. М.: Мир, 1982. С. 16–90.
11. *Крупин В.Д.* Интерференционная структура полного звукового поля точечного гармонического источника в мелком море // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 626–632.
12. *Gulin O.E.* The contribution of a lateral wave in simulating low-frequency sound fields in an irregular waveguide with a liquid bottom // Acoust. Phys. 2010. V. 56. № 5. P. 613–622.