

ЛАБОРАТОРНОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ШЕЛЬФЕ

© 2020 г. С. Н. Гурбатов^{а, *}, А. Е. Бычков^а, П. Н. Вьюгин^а, И. Ю. Грязнова^{а, **},
М. С. Дерябин^{а, b}, В. В. Курин^а, А. И. Хилько^{а, b}

^аНациональный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ),
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603022 Россия

^бФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН),
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603155 Россия

*e-mail: gurb@rf.unn.ru

**e-mail: gryaznova@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 04.12.2019 г.

После доработки 21.02.2020 г.

Принята к публикации 25.02.2020 г.

В лабораторных условиях проведено исследование вертикальной структуры коротких модовых импульсов вблизи критических толщин гидроакустических волноводов постоянной и переменной глубины с различными моделями дна.

Ключевые слова: масштабное физическое моделирование, межмодовая дисперсия, внутримодовая дисперсия, модовый импульс, разрешение сигнала

DOI: 10.31857/S0320791920040036

В последнее время все большее внимание привлекает распространение звука на континентальном шельфе, т.е. в мелком море. Велико значение задач распространения акустических волн в шельфовой зоне для хозяйственной деятельности человека, связанной с поиском и эксплуатацией шельфовых месторождений нефти и газа, использованием мелководья для размещения ветровых электростанций, а также быстро возрастающим вниманием к экологическим проблемам прибрежной зоны, в частности, проблеме “шумового” загрязнения. Океанский шельф представляет собой зону вокруг континента, простирающуюся от линии низкой воды до глубины, на которой происходит резкое увеличение уклона дна в сторону больших глубин. С точки зрения акустики, океанский шельф – это волновод, ограниченный поверхностью воды и дном. На распространение звука в таких волноводах оказывают влияние множество факторов. Наиболее существенные из них – форма профиля скорости звука и геоакустические свойства морского дна. Усилиями различных групп исследователей получено большое количество экспериментальных и теоретических результатов. Так, только в последние годы были проведены исследования на арктическом шельфе [1], шельфе Японского моря [2] и Сахалина [3].

Несмотря на полученные результаты, освоение ресурсов северного шельфа и мелководных

окраинных морей требует получения еще большего информационного гидроакустического обеспечения, в том числе для решения как задач связи, так и задач подводного наблюдения. Например, трудности описания нижней границы океанического волновода возникают уже на этапе создания геоакустической модели дна. Данных о свойствах дна часто бывает недостаточно, но и имеющиеся данные могут определять слишком сложную модель дна для теоретического представления звукового поля.

Целью данной работы было проведение физического моделирования процессов распространения коротких модовых импульсов в гидроакустических волноводах постоянной и переменной глубины, моделирующих шельфовую зону, в строго контролируемых лабораторных условиях для выявления влияния отдельных параметров волноводов и условий излучения-приема на результаты измерений.

Весьма эффективной теоретической моделью описания акустических полей в шельфовой зоне Мирового океана является так называемый метод “горизонтальных лучей–вертикальных мод” [4]. Качественная картина формирования во временной области отдельных модовых импульсов волновода показана на рис. 1. Очевидно, что расстояние разрешения отдельных нормальных волн в

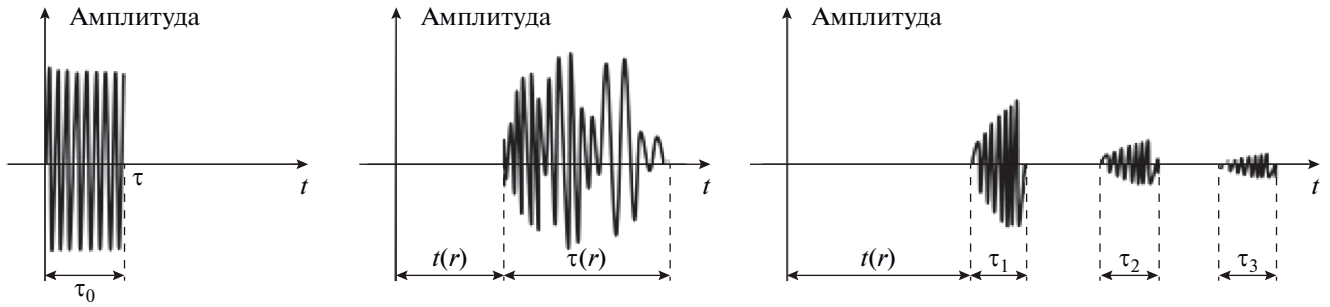


Рис. 1. Качественная иллюстрация метода разрешения отдельных нормальных волн в волноводе.

зависимости от длительности импульса имеет экстремум – минимум [5] (рис. 2).

Для того чтобы в ходе эксперимента уверенно регистрировать модовые импульсы нужных номеров, необходимо располагать приемный гидрофон на оптимальном расстоянии от источника и излучать сигнал оптимальной длительности. Расчет этих оптимальных расстояний и оптимальной длительности производился с помощью численных методов. Также с помощью численных методов находились времена вступления импульсов на приемный гидрофон.

Для количественного сравнения экспериментальных временных интервалов (в частности, времен вступлений модовых импульсов) с теоретическими расчетами необходимо знать значение скорости звука с максимальной точностью, для этого можно воспользоваться эмпирической формулой [6], измерив значения температуры, солености и давления:

$$c = c_0 + \Delta c(T) + \Delta c(S) + \Delta c(P) + \Delta c(T, S, P), \quad (1)$$

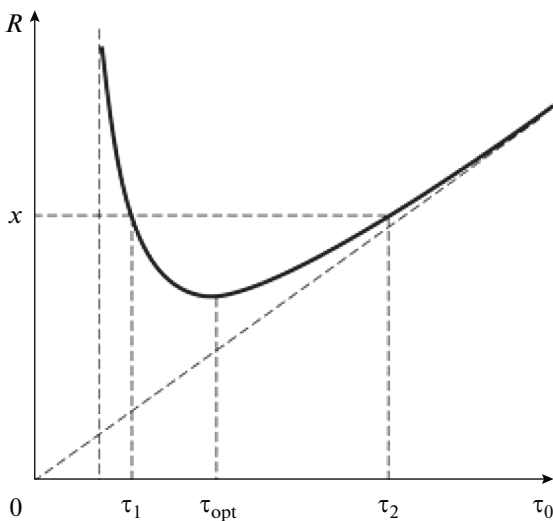


Рис. 2. Качественная зависимость расстояния разделения мод R от начальной длительности импульса τ_0 .

где c_0 – некоторое опорное значение скорости звука, а остальные члены – поправки-приращения, учитывающие раздельное и совместное влияние различных факторов: температуры T (°C), солености S (‰) и гидростатического давления P (Па). В данной работе скорость звука в воде рассчитывалась по формуле Вильсона [7]. Остальные поправки-приращения в выражении (1) не учитывались, так как соленость воды в лабораторной установке $S = 0\text{‰}$, а относительный вклад последнего слагаемого около 0.01%.

Для нахождения критерия разрешимости двух последовательных мод в волноводе воспользуемся способом селекции мод [8], основанном на межмодовой дисперсии, проявляющейся в различии групповых скоростей отдельных мод. Пусть точечный излучатель, расположенный в волноводе, создает радиоимпульсы длительностью τ_0 с частотой заполнения f_0 и шириной спектра $2\Delta f_0$. Так как в среде имеет место геометрическая дисперсия, то групповая скорость зависит не только от номера моды, но и от частоты, поэтому в процессе распространения импульса происходит его разделение на импульсы по отдельным модам, связанное с межмодовой дисперсией, и уширение импульса на каждой моде из-за влияния внутримодовой частотной дисперсии. Отдельные нормальные волны разрешаются, если время прихода заднего фронта импульса, соответствующего моде n , меньше времени прихода переднего фронта импульса, представляющего моду $n + 1$ номера.

Кроме того, необходимо, чтобы дисперсия групповых скоростей для заданного номера n из-за конечности ширины спектра излучаемого сигнала $2\Delta f_0$ была меньше дисперсии групповых скоростей для мод соседних номеров, т.е. выполнялось условие

$$(v_{n, f_0 + \Delta f} - v_{n, f_0 - \Delta f}) < (v_{n+1, f_0 + \Delta f} - v_{n+1, f_0 - \Delta f}), \quad (2)$$

где v_n – групповая скорость моды с номером n , f_0 – частота заполнения сигнала.

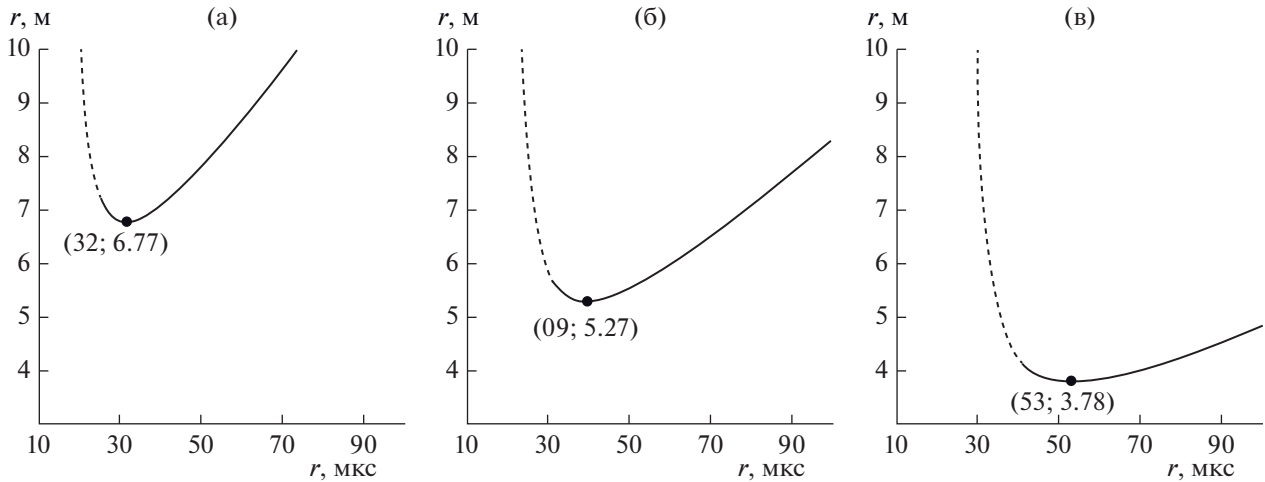


Рис. 3. Зависимость расстояния разрешения 1 и 2 мод от длительности импульса при различных частотах заполнения.

На рис. 2 показана качественная зависимость расстояния разделения мод R от начальной длительности импульса τ_0 для некоторой несущей частоты. Для того чтобы при расстояниях $x > x_{\text{опт}}$ приходящие на приемник импульсы отвечали отдельным модам, величина τ_0 должна удовлетворять условию $\tau_1 < \tau_0 < \tau_2$, где τ_1 и τ_2 определяются из равенства $x = x_{\text{опт}}$. При слишком короткой длительности сигнала на источнике модовые импульсы вообще не разделяются, а при большой начальной длительности разделение происходит на расстояниях больших, чем оптимальное.

Оптимальное расстояние разрешения мод в волноводе постоянной глубины определяется условием [6]

$$\frac{r}{v_{n+1, f_0 + \Delta f}} - \frac{r}{v_{n, f_0 - \Delta f}} \geq \tau_0, \quad (3)$$

где r – длина трассы распространения звука, τ_0 – длительность излученного импульса, Δf – полуширина спектра излучаемого сигнала. Выражение (3) говорит о том, что время прихода заднего фронта импульса моды с номером n меньше времени прихода переднего фронта $n + 1$ -ой моды, т.е. моды разделяются.

Для примера рассмотрим волновод с постоянной скоростью звука и абсолютно мягким дном без затухания. Для вычисления оптимального расстояния нужно найти групповые скорости импульсов, зависящие от номера моды n :

$$v_{\text{гр}n} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\pi n c}{H \omega}\right)^2}. \quad (4)$$

В итоге на основании выражений (2)–(4) составим функцию зависимости расстояния разделения мод r от длительности импульса τ :

$$r = \frac{c\tau}{\sqrt{1 - \left(\frac{(n+1)\pi c}{H(\omega + \Delta\omega)}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi c}{H(\omega - \Delta\omega)}\right)^2}}, \quad (5)$$

где c – скорость звука, H – глубина волновода, ω – частота заполнения, $\Delta\omega$ – полуширина спектра. Формула (5) позволяет вычислить оптимальное расстояние разделения двух последовательных мод с номерами n и $n + 1$.

В ходе численных расчетов продемонстрировано, что функции $r(\tau)$ при некотором значении τ_{min} имеют минимум. Значение $r(\tau_{\text{min}})$ и есть оптимальное расстояние разрешения двух последовательных мод, а τ_{min} – оптимальная длительность излучаемого импульса. Из рис. 3а–3в становится ясно, что для волновода глубиной $H = 36$ мм, в котором скорость звука $c = 1482$ м/с, первая и вторая моды разделяются при частоте заполнения 100 кГц на расстоянии 6.77 м, при 200 кГц – на расстоянии 5.27 м, а при 150 кГц – на расстоянии 3.78 м. Таким образом, при увеличении частоты заполнения расстояние, на котором разделяются моды, уменьшается.

Из рис. 4 следует, что при изменении параметра самого волновода, в данном случае глубины H , длительность импульса, при котором наблюдается минимум функции $r(\tau)$, постоянна. С ростом глубины волновода оптимальное расстояние, на котором моды разрешаются, как и следовало ожидать [5], увеличивается. Пунктиром на рис. 4 обозначены участки, где групповая скорость не имеет смысла, т.е. не выполняется условие $\tau > 2\pi/\omega$.

Для натуральных экспериментов возможен другой критерий разделения принятых модовых сигналов: например, сигналы следует считать разделяющимися, если разница по времени регистра-

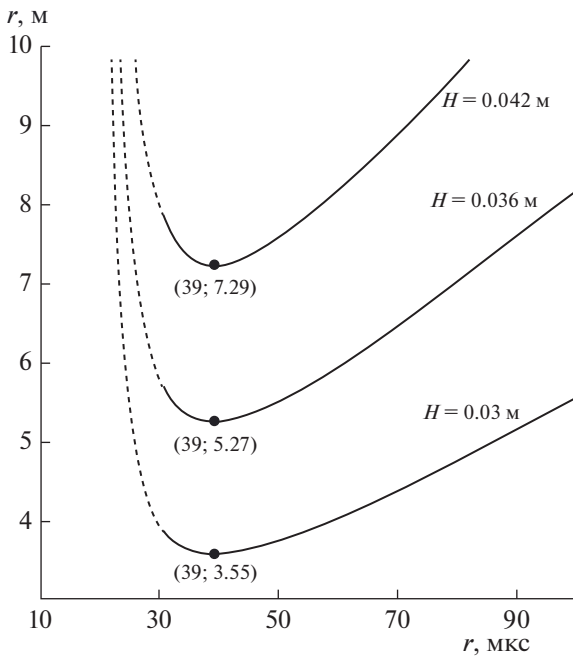


Рис. 4. Зависимость расстояния разрешения 1 и 2 мод от длительности импульса при различных глубинах волновода.

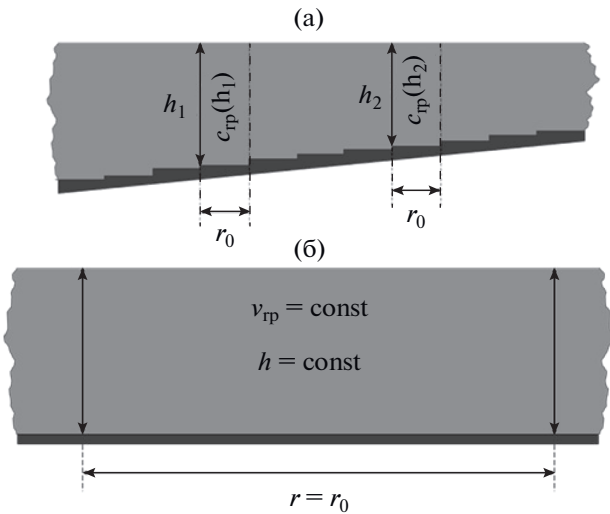


Рис. 5. (а) – Представление волновода переменной глубины как ступенчатого волновода. (б) – Представление волновода постоянной глубины как ступенчатого волновода с одной ступенькой.

ции максимумов их корреляционных функций примерно в три раза больше, чем ширина корреляционного пика. При этом предпочтительно излучать сигналы в виде М-последовательностей, автокорреляционная функция которых имеет минимальный уровень боковых лепестков. А под величинами $\tau_{0,1,2}$ следует понимать длительность со-

ставляющих огибающих корреляционных функций на выходе приемника.

Для описания распространения импульса в неоднородном по глубине волноводе трасса представлялась как последовательность коротких волноводов постоянной глубины h , длиной r_0 , на которых групповая скорость распространения импульсов $v_{гр}$ считалась постоянной. Таким образом, волновод переменной глубины представлялся как ступенчатый волновод (рис. 5).

Общее время прохождения импульсом трассы длиной r равно сумме времен прохождения всех участков длиной r_0 : $t_{общ} = t_1 + t_2 + \dots + t_m$, где $m = r/r_0$ – число коротких участков. Пусть t_i – время прохождения одной ступеньки длиной r_0 импульсом моды номера n . Частота заполнения импульсом f_0 , длительность импульса τ , угол клина α , глубина в месте расположения источника h_0 , r – расстояние от источника до ступеньки номера i . Тогда несложно получить, что

$$t_i = \frac{r_0}{c_{гр}} = \frac{r_0}{c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{nc_0}{2h(r)(f_0 + \frac{1}{\tau})} \right)^2}} = \frac{r_0}{c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{nc_0}{2(h_0 - r \operatorname{tg} \alpha)(f_0 + \frac{1}{\tau})} \right)^2}} \quad (6)$$

Физическое моделирование проводилось на акустическом комплексе кафедры акустики Нижегородского госуниверситета. Эксперименты проводились в лабораторной ванне с заглушенными стенками длиной 500 см, шириной 65 см и глубиной 55 см, заполненной водой (c , ρ – скорость звука и плотность воды), в которой устанавливалось подвешенное дно (c_1 , ρ_1 – скорость звука и плотность подложки). Дно с помощью винтов можно перемещать в вертикальной плоскости от 0 до 17 см. Фиксируя угол наклона дна установки, можно моделировать как плоский волновод, так и волновод с переменной по трассе глубиной, при этом угол наклона дна будет постоянным по всей длине трассы.

На поверхность подложки можно положить лист металла, таким образом смоделировать волновод с абсолютно жестким дном (его c_2 , ρ_2 – скорость звука и плотность подложки).

Упрощенная блок-схема установки представлена на рис. 6, где также изображено взаимное расположение излучателя и приемника при проведении экспериментов. Кратко опишем работу узлов лабораторной установки. Для создания коротких импульсных сигналов прямоугольной

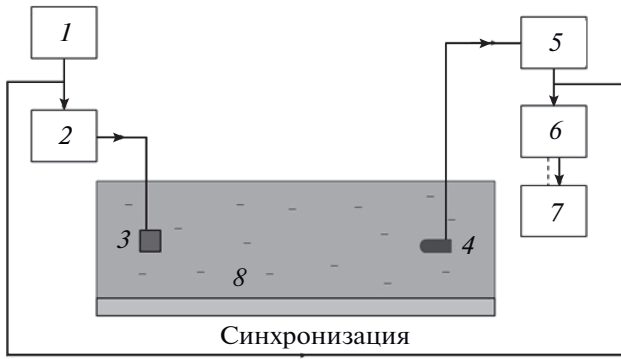


Рис. 6. Упрощенная блок-схема лабораторной установки для проведения эксперимента в волноводе постоянной глубины.

формы с высокочастотным заполнением f_0 используется генератор сигналов Tektronix AFG 3102. Для уменьшения уровня помех, связанных с реверберацией, которые возникают из-за ограниченности исследуемого объема, в эксперименте используется импульсный режим излучения. Длительность излучаемых прямоугольных импульсов τ_0 удовлетворяет условию $f_0\tau_0 \gg 2\pi$, таким образом, обеспечивается квазимонохроматический режим излучения. Сформированный генератором прямоугольный сигнал поступает на усилитель сигналов Amplifier research Model 75A250 75Watts, а затем на излучатель сигналов PANAMETRIX A430S. Синхронизация работы всей установки обеспечивается синхронизирующим импульсом, вырабатываемым тем же генератором Tektronix AFG 3102. Пройдя через исследуемую среду, сигнал принимается гидрофоном Brüel & Kjær Type 8103. Приемник закреплен на каретке, способной перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Принятый сигнал после усиления передается на цифровой осциллограф Tektronix DPO 4102B, где записывается на цифровой носитель для дальнейшей обработки на персональном компьютере.

Исследуемые волноводы представляли собой однородный водный слой (со скоростью звука c) с горизонтально или наклонно установленной подложкой (со скоростью продольных волн $c_1 = 6200$ м/с и плотностью $\rho_1 = 2720$ кг/м³), угол в основании клина составлял α , который изменялся в ходе эксперимента и принимал значения $\alpha_1 = 0.92^\circ$, $\alpha_2 = 1.57^\circ$, $\alpha_3 = 2.02^\circ$. Глубина в месте расположения меканоакустической части была такая же, как и в эксперименте с плоским волноводом сравнения h_0 . Длина трассы от излучателя до приемника составляла r по прямой. Так как скорость звука в воде зависит от температуры, перед каждым экспериментом производилось измерение температуры воды в установке с помощью ртутного тер-

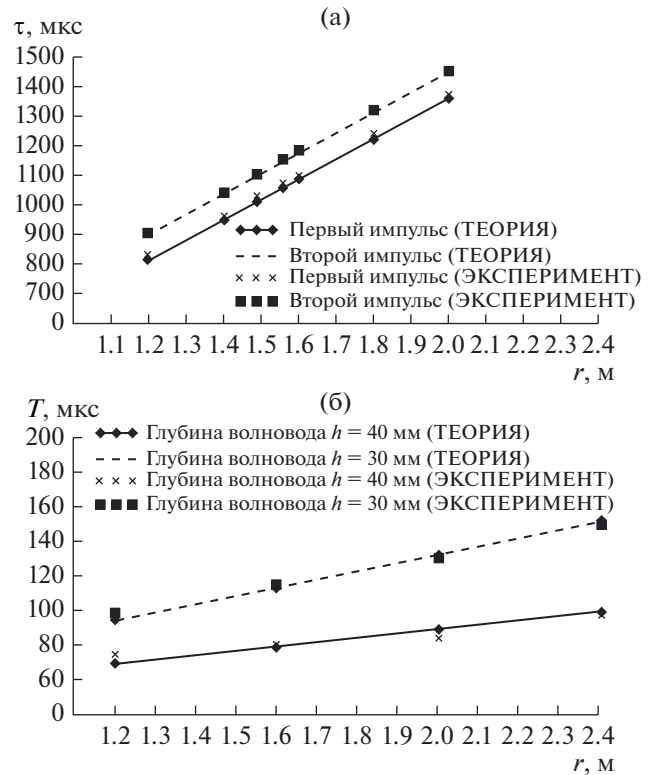


Рис. 7. Зависимость от длины трассы между источником и приемником (а) – времени вступления модовых импульсов и (б) – длительности принимаемого гидрофоном сигнала.

мометра, а затем по полученному значению определялась скорость звука.

В ходе эксперимента были получены зависимости времени вступления модовых импульсов от длины трассы источник–приемник [9] и проведено их сравнение с теоретическими (рис. 7а). Параметры волновода при этом полагались следующими: глубина волновода $H = 25$ мм, температура $T = 19.8^\circ\text{C}$, скорость звука $c_0 = 1482.48$ м/с,

дно жесткое $\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$, характеристики излучаемого импульса: длительность $\tau_{\text{имп}} = 40$ мкс, частота заполнения $\nu = 100$ кГц, амплитуда давления $p_0 = 3.8$ Па.

На рис. 7б представлены теоретические зависимости длительности принимаемого сигнала от длины трассы и значения, полученные в ходе эксперимента с параметрами волновода: температура $T = 19.8^\circ\text{C}$, скорость звука $c_0 = 1482.48$ м/с, дно мягкое $p|_{z=0} = 0$, и параметрами акустического сигнала: длительность = 45 мкс, частота заполнения $\nu = 92$ кГц, амплитуда давления $p_0 = 3.8$ Па.

Итак, зная параметры волновода и параметры самого импульса на источнике, можно рассчитать оптимальное расстояние, на котором будут разре-

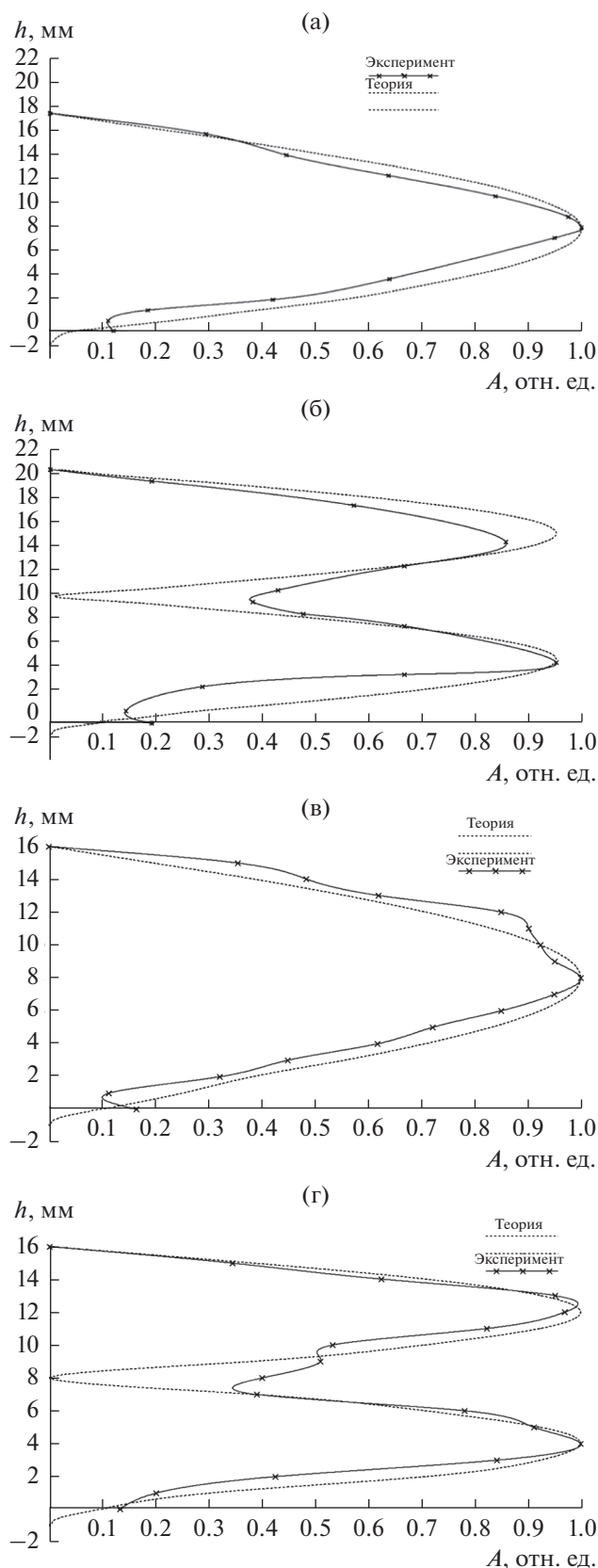


Рис. 8. Вертикальная структура первого (а, в) и второго (б, г) модовых импульсов в волноводах постоянной (а, б) и переменной (в, г) глубины.

шаться модовые импульсы, и предсказать оптимальную длительность этого импульса. Также с помощью программных методов можно определить времена вступления импульсов на приемный гидрофон. Но с уверенностью говорить о разделении модовых импульсов можно только после того как будет исследована вертикальная структура принимаемого сигнала. Для жидкого слоя, лежащего на жидком полупространстве, теоретический расчет предсказывает, что амплитуда волны уменьшается при заглублении в грунт по экспоненциальному закону, а распределение амплитуды в волноводе по вертикали схоже с гармонической функцией. Но в отличие от волновода с абсолютно мягкими границами, при максимальной глубине амплитуда звукового давления не будет равна 0.

Было проведено физическое моделирование процессов распространения акустических сигналов при различных параметрах волноводов и различных характеристиках излучаемых импульсов. Для примера на рис. 8а, 8б представлено сравнение экспериментальных и теоретических данных о вертикальной структуре первого (рис. 8а) и второго (рис. 8б) модовых импульсов в волноводе постоянной глубины со следующими параметрами: глубина волновода $H_0 = 21$ мм, длина трассы $r = 60$ см, температура $T = 19^\circ\text{C}$, скорость звука $c_0 = 1479.94$ м/с, дно – акустически мягкое, длительность $\tau_{\text{имп}} = 60$ мкс, частота заполнения $f_0 = 100$ кГц, амплитуда давления $p_0 = 3.8$ Па.

Схожая картина вертикальных структур модовых импульсов была получена и для волновода переменной глубины (рис. 8в, 8г). При этом глубина вблизи излучателя составляла $h_0 = 55$ мм, глубина вблизи приемника $h = 16$ мм, угол раствора клина $\alpha = 1.5^\circ$, длина трассы $r = 150$ см, температура $T = 19.8^\circ\text{C}$, скорость звука $c_0 = 1482.48$ м/с, дно мягкое, длительность $\tau_{\text{имп}} = 40$ мкс, частота заполнения $f_0 = 100$ кГц, амплитуда давления $p_0 = 3.8$ Па.

Приемное анализирующее устройство давало возможность исследовать вертикальную структуру поля в каждом из импульсов и тем самым идентифицировать моды. В ходе эксперимента показано, что вертикальные распределения давления во втором принимаемом импульсе действительно соответствуют второй распространяющейся моде данного волновода. Расхождение с теорией заметно лишь вблизи нижней границы волновода, что может быть объяснено тем, что принимающий гидрофон не точечный, а имеет конечные размеры, следовательно, принимаемый им сигнал интегрируется по всему его поперечному сечению. Кроме того, тот факт, что расхождение между теорией и экспериментом для наклонного дна заметней по сравнению с ровным дном, может объясняться перекачкой энергии из одной моды в другую, что имеет место в гидроакустиче-

ских волноводах с изменяющимися по трассе распространения параметрами.

Таким образом, в ходе данной работы удалость теоретически получить зависимость оптимального расстояния разрешения от длительности сигнала при различных параметрах как самого сигнала, так и волновода. Было также изучено распространение сигнала в клиновидном волноводе, получены зависимости длительности импульса на приемнике в горле клина от параметров волновода и сигнала. Выяснено, что для отчетливого временного разрешения двух последовательных импульсов, приходящих в точку приема, соответствующих двум модам волновода последовательных номеров, необходимо выполнение критерия разрешимости. Было теоретически получено выражение этого критерия для коротких модовых импульсов в волноводах постоянной глубины с различными типами дна. На основе теоретически полученных результатов разработана математическая модель распространения коротких модовых импульсов в волноводах постоянной и переменной глубины. В ходе экспериментальной части работы проведено измерение амплитуды сигнала на трассах различной длины при фиксированном заглублении приемника и определена длительность излученного сигнала на приемнике в каждом случае, а также проведены измерения амплитуды принимаемых последовательных модовых импульсов при различных заглублениях приемника. Получено хорошее соответствие выдвинутой теоретической модели экспериментальным результатам по физическому масштабному моделированию распространения коротких модовых импульсов в шельфовой зоне океана.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№ 3.5672.2017/8.9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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. С. 332–342.
2. Моргунов Ю.Н., Буренин А.В., Безответных В.В., Голов А.А. Распространение импульсных псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море в зимних гидрологических условиях Японского моря // Акуст. журн. 2017. Т. 63. С. 646–650.
3. Рутенко А.Н., Гриценко В.А., Ковзель Д.Г., Манульчев Д.С., Фершалов М.Ю. Методика оценки параметров измеренных на Сахалинском шельфе акустических импульсов для многофакторного анализа их влияния на серых китов // Акуст. журн. 2019. Т. 65. С. 662–674.
4. Барридж Р., Вайнберг Г. Горизонтальные лучи и вертикальные моды / В кн. Распространение волн и подводная акустика. Под ред. Келлера Дж.Б. и Пападакиса Дж.С. М.: Мир, 1980. С. 76–125.
5. Бычков А.Е., Курин В.В. О выделении нормальных волн в маломодовых акустических волноводах / Труды XX научной конференции по радиофизике, посвященной 110-летию со дня рождения Г.С. Горелика, ННГУ. 2016. С. 260–261.
6. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
7. Wilson W.D. Extrapolation of the equation for the speed of sound in sea water // J. Acoust. Soc. Am. 1962. V. 34. № 6. P. 866.
8. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртенов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 256 с.
9. Бычков А.Е., Грязнова И.Ю., Дерябин М.С., Курин В.В., Хилько А.И. Физическое моделирование распространения звука в шельфовой зоне Мирового океана // Труды XXXII сессии РАО. М.: Геос, 2019. С. 1191–1196.