

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КЛИНОВИДНОМ ВОЛНОВОДЕ И ИХ ВЕРИФИКАЦИЯ В МЕЛКОМ МОРЕ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Б.А. Касаткин, Н.В. Злобина, С.Б. Касаткин

При формировании звуковых полей в нерегулярных волноводах типа берегового клина важную роль играет процесс возбуждения нормальных волн, захваченных волноводом. Сам процесс захвата имеет различное описание в различных модельных постановках, что может служить дополнительным признаком верификации самих модельных решений. Наилучшие условия для экспериментального наблюдения процесса захвата нормальных волн волноводом реализуются в условиях мелкого моря переменной глубины в инфразвуковом диапазоне частот. В этом диапазоне частот наиболее подходящим источником являются дискретные составляющие вально-лопастного звукоряда (ВЛЗР) движущегося судна, в качестве которого использовалось НИС «Юрий Молоков». В качестве приёмной системы использована вертикальная антенна, оснащённая комбинированными приёмниками. В диапазоне частот, больших первой критической частоты модельного волновода, выполнен спектральный анализ потоков мощности в каналах комбинированного приёмника. По результатам спектрального анализа определён набор резонансных частот волновода переменной глубины, возбуждаемых дискретными составляющими вально-лопастного звукоряда шумового источника. Большая часть обнаруженных резонансов хорошо соответствуют модельному описанию, а экспериментальные данные в совокупности однозначно подтверждают предпочтительность обобщённого решения.

Ключевые слова: несамосопряжённая модельная постановка, обобщённое решение, комбинированный приёмник, информативные параметры, инфразвук, мелкое море, продольные резонансы.

Введение

При исследовании звуковых полей, генерируемых реальными источниками в морском эксперименте, важная роль отводится корректному сопоставлению результатов эксперимента его модельному описанию. С учётом сложности морского эксперимента, неоднозначности условий его проведения и неоднозначности его модельного описания подобная проблема остаётся достаточно актуальной и важной в плане практического использования тех или иных модельных представлений и их верификации. Модельное описание звуковых полей в реальной морской среде строится на основе модельного волновода Пекериса, введённого в работе [1], и обобщённого в последующих работах на слоистые волноводы, учитывающие неоднородность морской среды по профилю скорости звука и неоднородность

донного полупространства. Однако решение граничной задачи, предложенное Пекерисом, является корректным только для описания звукового поля в самом волноводе, но не в полупространстве, где амплитуда вытекающих волн комплексного спектра экспоненциально растёт с глубиной. Видимо, по этой причине более привлекательным оказалось решение граничной задачи в классе аналитических функций, но в самосопряжённой модельной постановке, полученное в работе [2]. Это решение корректно во всей области определения волновод – полупространство, за исключением оси симметрии, где оно является сингулярным. Вместе с тем именно это модельное решение, которое будем называть классическим, явилось основой хорошо известного научного направления в акустике слоистых сред, представленного набором монографий академика Л.М. Бреховских и его учеников [3–9].

Основные особенности решения граничной задачи Пекериса в несамосопряжённой модельной постановке изложены в работах [10–13]. Результаты модельного описания звуковых полей в несамосопряжённой модельной постановке представлены в работах [14–16], а экспериментальное подтверждение целесообразности её использования дано в работах [17–20]. В работе [20] дано и более подробное описание принципиальных различий классического и обобщённого модельных решений граничной задачи Пекериса. Будем называть решение, полученное в несамосопряжённой модельной постановке, обобщённым решением как содержащее расходящиеся волны и сходящиеся волны отдачи (гибридные волны), связанные механизмом трансформации. Как показано в этих работах, вертикальная структура звукового поля в скалярно-векторном описании в мелком море в инфразвуковом диапазоне частот не соответствует классическому решению граничной задачи ни в рамках модельного волновода Пекериса, ни в рамках волновода жидкий слой – твёрдое полупространство.

Наиболее характерная особенность обобщённого решения заключается в наличии непрерывного перехода пары вытекающих волн комплексного спектра в пару нормальных волн вещественного спектра собственных значений несамосопряжённого оператора, описывающего граничную задачу Пекериса. Такой переход происходит на частотах продольного резонанса, которые соответствуют кратным корням дисперсионного уравнения для волновода Пекериса. Экспериментальная регистрация продольных резонансов в клиновидном волноводе и модельное описание этого явления приведены в работах [13, 15, 20]. Следствием зарождения нормальных волн на частотах продольного резонанса является парная структура нормальных волн, регулярных и обобщённых, формирующих комбинационную волну как единицу волнового движения в волноводе Пекериса [15]. Цель настоящей работы заключается в проведении дополнительных теоретических и экспериментальных исследований этого интереснейшего явления, которое может служить основой верификации различных модельных решений ключевой для гидроакустики и гидрофизики граничной задачи, какой является задача Пекериса.

■ Модельное описание продольных резонансов в волноводе Пекериса

Модельное описание продольных резонансов в клиновидном волноводе с малым углом раскрытия дано в работе [15], там же описано эксперименталь-

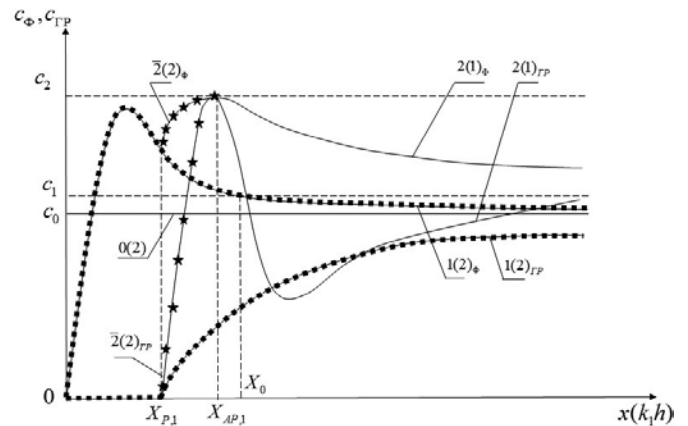


Рис. 1. Схема формирования первой пары нормальных волн, x_p – частота продольного резонанса, x_{AP} – частота поперечного антирезонанса

ное подтверждение этого интересного явления. Схема формирования первой пары нормальных волн, регулярной и обобщённой, на первой частоте продольного резонанса в волноводе сравнения, каким является волновод Пекериса, поясняется рис. 1, взяты из работы [20]. Продольный резонанс реализуется одновременным возбуждением двух обобщённых нормальных волн на частоте резонанса x_p , для одной из которых $1(2)$ фазовая и групповая скорости являются положительно определёнными, а другая волна $2(2)$ является обратной волной, у которой фазовая и групповая скорости имеют разные знаки.

Для реализации продольного резонанса в волноводе необходимо включение в суммарное решение обратной волны (с отрицательно определённой фазовой скоростью), но с положительно определённой групповой скоростью. Такой механизм хорошо известен в теории твёрдых волноводов типа стержней, пластин, цилиндров со свободной поверхностью, в которых квази-поперечные волны зарождаются на частотах поперечного антирезонанса, квази-продольные волны зарождаются на частотах продольного резонанса, а сами граничные задачи для твёрдых волноводов всегда описываются несамосопряжённым оператором. Единство механизма формирования волнового движения в жидких и твёрдых волноводах свидетельствует о том, что само явление продольного резонанса в волноводах, не ограниченных в направлении распространения волнового движения, является фундаментальным явлением.

С повышением частоты обобщённая волна $1(2)$ остаётся в своём классе, а обратная волна $2(2)$ трансформируется на частоте поперечного антирезонанса x_{AP} в регулярную волну $2(1)$. На этой частоте фазовая и групповая скорости волны $2(1)$ достигают своего

максимального значения, равного скорости звука в полупространстве $c_\phi = c_1 = c_2$. При дальнейшем повышении частоты и при условии $k_1 h > 1/\rho_{12} \sqrt{1 - c_{12}^2} = x_0$ обобщённая волна 1(2) становится неоднородной волной, фазовая и групповая скорости которой асимптотически стремятся к скорости $c_0 < c_1$. Такая волна появляется в модельном решении [21] и является волной Брюстера как соответствующая нулю коэффициента отражения границы раздела вода – морское дно, который реализуется в области комплексных углов падения [14]. Набор резонансных и антирезонансных значений частотного параметра $k_1 h$ для модельного волновода Пекериса с параметрами $\rho_{12} = \rho_1/\rho_2 = 1/1.6$; $c_{12} = c_1/c_2 = 1460/1700$ приведён в табл. 1. Фазовая и групповая скорости регулярной волны 2(1) асимптотически стремятся к скорости c_1 . На резонансных частотах уровень звукового поля в волноводе достигает абсолютного максимума. В классическом решении процесс зарождения нормальных волн в волноводе начинается с частоты поперечного антирезонанса, который реализуется на дискретном множестве значений частотного параметра $(k_1 h)_{AP,n}$. На этих частотах входной импеданс полупространства становится бесконечно большим, а амплитуда зарождающейся нормальной волны равна нулю.

Рассмотрим в соответствии с результатами работы [15] особенности компьютерного моделирования процесса распространения звуковых волн в расширяющемся клиновидном волноводе в рамках несамоспряжённой модельной постановки. В соответствии с условиями эксперимента источник возбуждает в прибрежной части клина набор вытекающих нормальных волн, которые попарно вытекают в полупространство через волновод в соответствующие коридоры вытекания. По мере увеличения глубины волновода углы скольжения для вытекающих волн уменьшаются и вытекающие волны начинают затекать в расширяющийся волновод. Захват волноводом энергии звукового поля первой пары вытекающих нормальных волн начинается в первом каустическом сечении с образования продольного резонанса на первой критической частоте. По мере увеличения глубины волновода поле стоячих волн трансформируется в пределах соответствующей буферной зоны в поле расходящихся нормальных волн, которые остаются в волноводе. Затем процесс захвата энергии волноводом повторяется для следующей пары вы-

Таблица 1. Значения частотного параметра $x = k_1 h$, соответствующие частотам продольного резонанса $x_{P,n}$ и поперечного антирезонанса $x_{AP,n}$

n	1	3	5	7	9
$x_{P,n}$	2,744	9,067	15,20	21,30	27,40
$x_{AP,n}$	3,050	9,149	15,25	21,35	27,45
$x_{P,n}/x_{P,1}$	1,0	3,3	5,55	7,75	10,0

текающих нормальных волн, но уже на другом расстоянии и в другом каустическом сечении клиновидного волновода, и т.д.

Структура звукового поля для первой пары вытекающих нормальных волн, которые затекают обратно в волновод, показана на рис. 2. На горизонтальном разрезе звукового поля в окрестности первого каустического сечения хорошо видны дорезонансная зона, соответствующая режиму интерференции вытекающих волн, и резонансный максимум, соответствующий первому продольному резонансу, за которым следует структура типа стоячей волны. За пределами переходной зоны, которая заканчивается граничным сечением, поле типа стоячей волны трансформируется в поле расходящихся нормальных волн, захваченных волноводом, с соответствующим и весьма существенным изменением характера интерференционной структуры звукового поля. При дальнейшем увеличении глубины волновода первая обобщённая нормальная волна локализуется вблизи импедансной границы, а её амплитуда растёт с расстоянием за счёт концентрации поля вблизи морского дна. Сама первая обобщённая нормальная волна становится доминирующей в суммарном звуковом поле вблизи импедансной границы раздела. Затекание

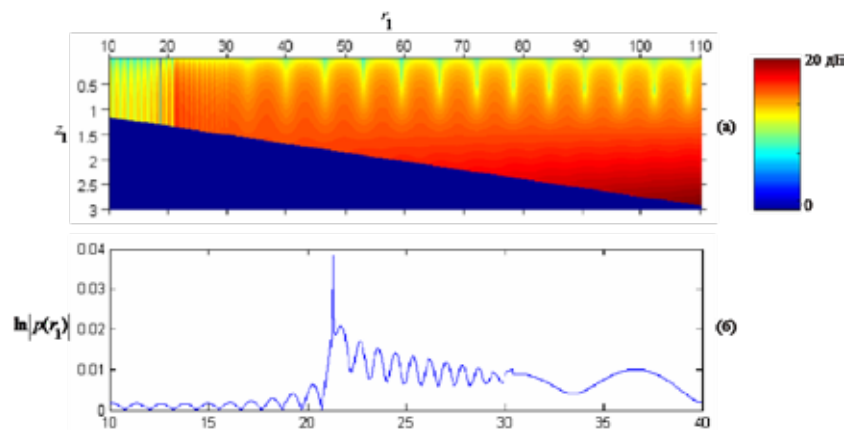


Рис. 2. Звуковое поле в клине для первой пары нормальных волн (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = z/h_0 = 0,01$ в окрестности первого критического сечения (б). Глубина источника $z_{01} = z_0/h_0 = 0,01$, $r_1 = r/h_0$

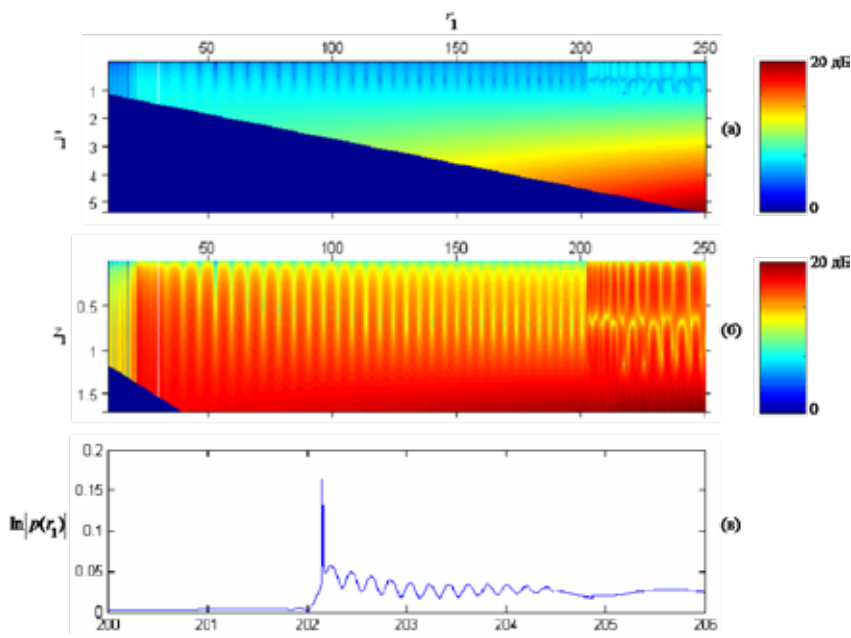


Рис. 3. Звуковое поле в клине для двух пар нормальных волн (а, б), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = z / h_0 = 0,01$ в окрестности второго критического сечения (в). Глубина источника $z_{01} = z_0 / h_0 = 0,01$

нормальных волн высшего порядка обратно в волновод не изменяет существенно структуру звукового поля вблизи импедансной границы, изменяется только интерференционная структура поля в верхней части волновода и, естественно, структура поля в окрестности соответствующего каустического сечения. Структура суммарного звукового поля для двух и трёх пар вытекающих нормальных волн, которые затекают обратно в волновод, поясняется рис. 3 и 4, там же даны горизонтальные разрезы поля в окрестности соответствующих каустических сечений.

На рис. 3, а, б хорошо видны два каустических сечения в суммарном звуковом поле в верхней части волновода, а на рис. 4, а хорошо видны три каустических сечения, в окрестности которых интерференционная структура поля изменяется наиболее суще-

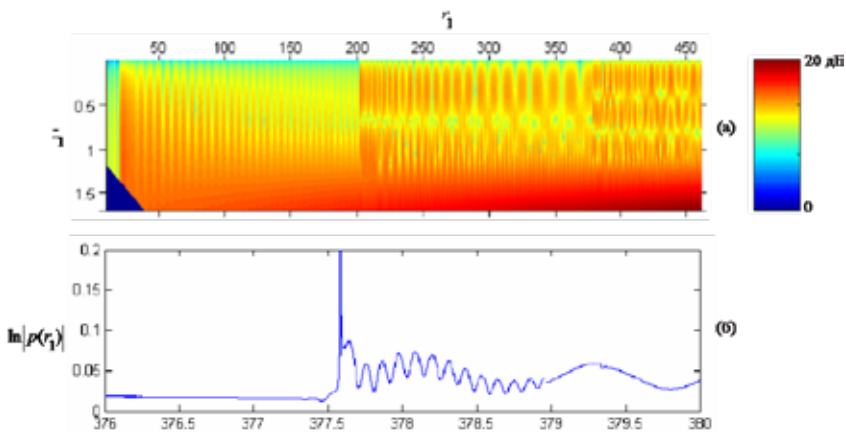


Рис. 4. Звуковое поле в клине для трёх пар нормальных волн (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = z / h_0 = 0,01$ в окрестности третьего критического сечения (б). Глубина источника $z_{01} = z_0 / h_0 = 0,01$

ственно в связи с появлением новой волновой составляющей. Принципиальное различие процесса зарождения нормальных волн в волноводе в классическом и обобщённом описаниях может стать предметом экспериментальных исследований с целью верификации самих модельных решений.

■ Анализ результатов экспериментальных исследований

Экспериментальные исследования звукового поля в прибрежной зоне проводились на акватории Уссурийского залива в августе 2021 г. в присутствии интенсивных шумов ближнего судоходства. Источником сигнала служили дискретные составляющие вально-лопастного звукоряда (ВЛЗР) и шумы обтекания научно-исследовательского судна «Юрий Молоков» (катамарана). Вертикальная приемная антенна состояла из трех модулей, оснащенных комбинированными приёмниками (КП). Глубина моря в месте установки приёмной системы составляла 48 м, приёмные модули ПМ-1, ПМ-2, ПМ-3 располагались на глубине $z_1 = 18$ м, $z_2 = 28$ м, $z_3 = 38$ м соответственно. Схема маневрирования НИС «Юрий Молоков» относительно приёмной системы показана на рис. 5. Максимальное удаление катамарана от приёмной системы составляло 5,6 км.

На первом этапе обработки сигналов использовался фактор движения катамарана вблизи приёмной системы, который формирует инвариантную структуру звукового поля в виде изолиний равной интенсивности (ИРИ). Сонограммы для суммарного звукового поля сигнал плюс помеха ($S + N$) на выходе канала звукового давления поясняется рис. 6 в полосе частот 300–1000 Гц. Поскольку инвариант пространственно-частотной интер-



Рис. 5. Схема маневрирования НИС «Юрий Молоков» относительно приёмной системы ПМ123

ференционной структуры звукового поля, определённый в работе [22], в звуковом диапазоне частот принимает положительное значение, близкое к единице ($\beta = 1$), то изолинии равной интенсивности в таком поле в окрестности траверзной точки приобретают вид гипербол, обращённых основанием вниз, в сторону низких частот. Для траектории №1 это означает, что с увеличением расстояния между источником шума (катамараном) и приёмной системой частота максимума спектральной плотности мощности на изолиниях равной интенсивности увеличивается. Соответствующая сонограмма для этой трассы показана на рис. 7, а. На трассе № 2 катамаран проходит курсом 270° через траверзную точку в момент времени 14 ч 05 мин, а затем сближается с приёмной системой. Соответствующая сонограмма для этой трассы поясняется рис. 7, б. На сонограммах хорошо видна траверзная точка, в окрестности которой формируется локальный максимум звукового давления с последующим уменьшением частоты максимума спектральной плотности мощности на изолиниях равной интенсивности при сближении катамарана с приёмной системой. Инвариантная структура звукового

поля проявляется в характерной геометрии изолиний равной интенсивности и может служить идентификационным признаком присутствия малошумного объекта на этих трассах.

Второй этап обработки данных связан с анализом пространственно-частотной структуры звукового поля на апертуре вертикальной антенны и вихревой структуры звукового поля в инфразвуковом диапазоне частот. На этом этапе суммарный процесс ($S + N$) разделяется на сигнал S и помеху N , затем методами спектрального анализа вычисляется полный набор информативных параметров, характеризующих скалярно-векторную структуру звукового поля:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= p^2, & A_2 &= I_{1x}, & A_3 &= I_{1y}, & A_4 &= I_{1z}, & A_5 &= I_{2x}, \\
 A_6 &= I_{2y}, & A_7 &= I_{2z}, & A_8 &= \text{rot}_x \bar{I}, & A_9 &= \text{rot}_y \bar{I}, \\
 A_{10} &= \text{rot}_z \bar{I}, & A_{11} &= g_{1x}^2, & A_{12} &= g_{1y}^2, & A_{13} &= g_{1z}^2, \\
 A_{14} &= g_{2x}^2, & A_{15} &= g_{2y}^2, & A_{16} &= g_{2z}^2,
 \end{aligned}$$

где $I = I_1 + iI_2$ – комплексный вектор интенсивности, $g = g_1 + ig_2$ – комплексный вектор градиента

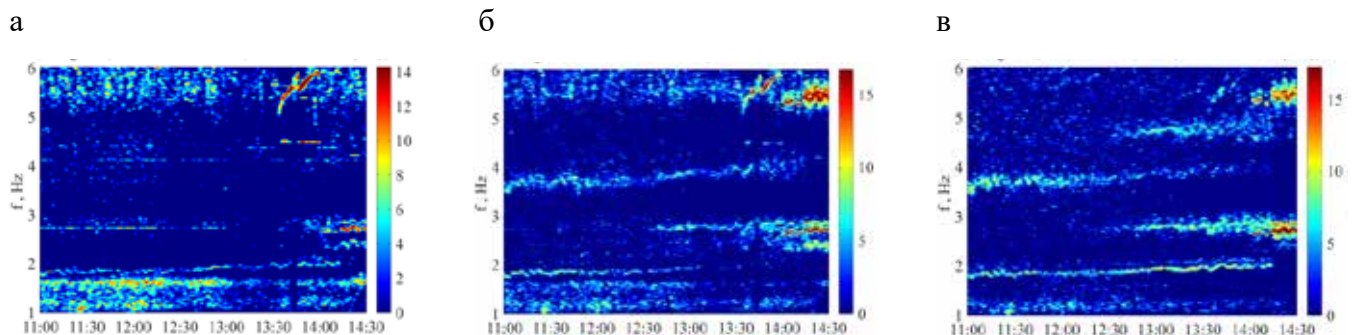


Рис. 6. Сонограммы для отношения S / N в канале звукового давления: а – ПМ-1, б – ПМ-2, в – ПМ-3, трасса № 3

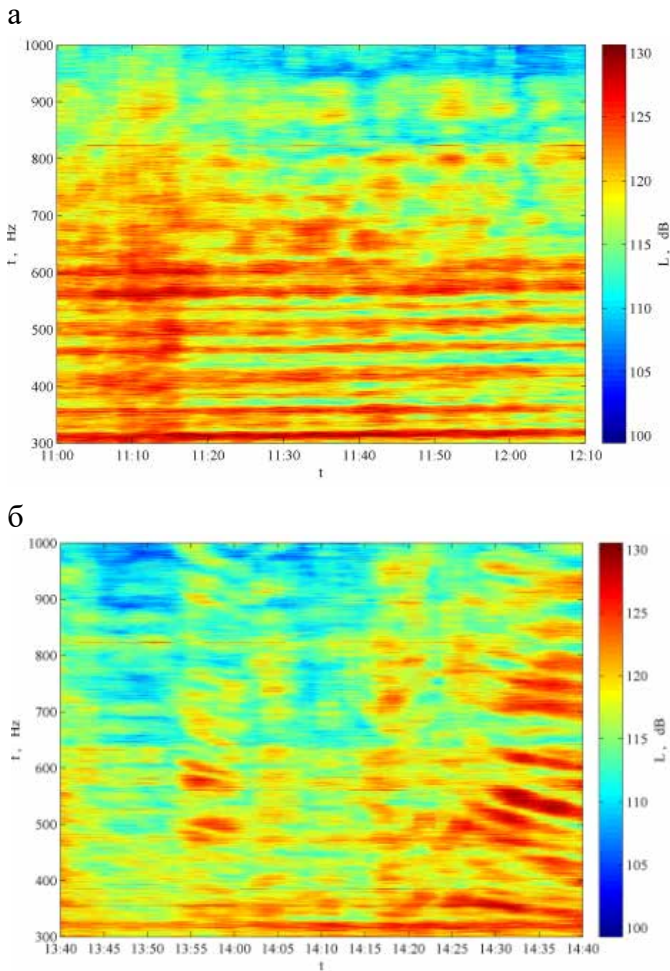


Рис. 7. Сонограммы для суммарного поля ($S + N$) на выходе канала звукового давления ПМ-1: а – трасса № 1, б – трасса № 2

давления. Эти параметры эквивалентны, но не равны тождественно, параметрам тензора плотности потока мощности, введённого в работе [23]. Подробное описание методики обработки содержится в работах [16, 17]. По результатам обработки вычисляются сонограммы для отношения S/N по каждому информативному параметру, а в блоке обработки сигналов (БОС), который играет роль компаратора, выбирают-

ся максимальные отношения $(S/N)_{\max}$ из полного набора отношений, по которым вычисляется итоговая сонограмма. Результаты такой обработки представлены на рис. 6–9 в поле дискретных составляющих ВЛЗР катamarана. На рис. 6 поясняются сонограммы звукового поля для отношения S/N на выходе канала звукового давления. На рис. 8 поясняются сонограммы для отношения S/N на выходе БОС. На рис. 9 показаны сонограммы для оценки потенциальной помехоустойчивости комбинированного приемника в определении работы [23]. Можно отметить эффективность обработки всей скалярно-векторной информации, которая позволяет увеличить потенциальную помехоустойчивость комбинированного приемника до 20–25 дБ. На всех сонограммах хорошо видны дискретные составляющие вально-лопастного звукоряда, наибольший уровень которых соответствует частотам 1,4 Гц, 2,1 Гц, 2,8 Гц. Дискретные составляющие ВЛЗР источника возбуждают резонансные колебания в волноводе на частотах продольного резонанса $x_{P,n}$, которые являются кратными корнями дисперсионного уравнения для модельного волновода. Именно на этих частотах амплитуда колебательного процесса в волноводе становится максимальной, а сами резонансы должны наблюдаться во всех каналах комбинированного приемника. На частотах антирезонанса $x_{AP,n}$, которые получили название «частоты отсечки» или «критические частоты» в классическом решении, амплитуда соответствующих нормальных волн равна нулю.

Следующий этап работы связан с анализом резонансных свойств волновода, глубина которого изменяется на трассе движения катamarана в пределах 30–48 м. Модельные оценки резонансных частот, приведённые в табл. 1, и моделирование самого процесса резонансного возбуждения волновода свидетельствуют о том, что для возбуждения продольного резонанса в волноводе необходима довольно тонкая настройка по частотному параметру $k_1 h$. Процедура

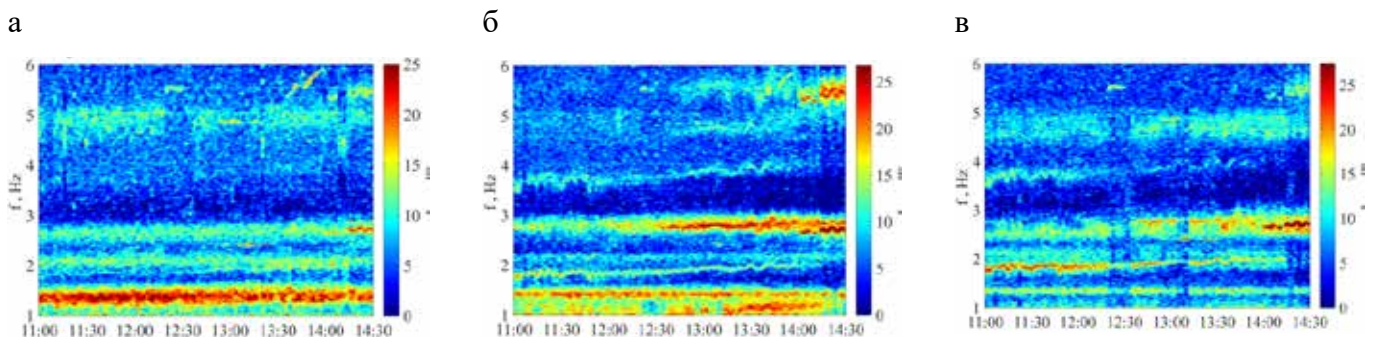


Рис. 8. Сонограммы для отношения S/N на выходе БОС: а – ПМ-1, б – ПМ-2, в – ПМ-3, трасса № 3

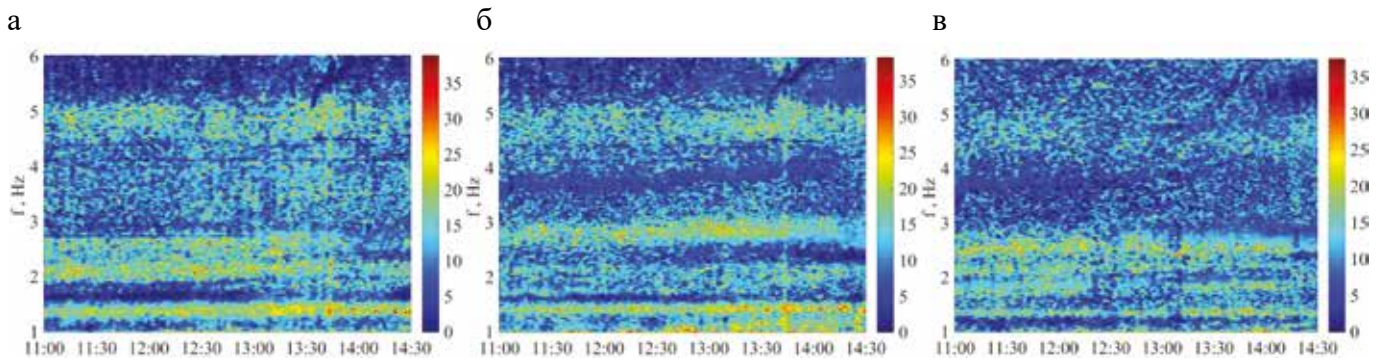


Рис. 9. Сонограммы для оценки помехоустойчивости КП: а – ПМ-1, б – ПМ-2, в – ПМ-3, трасса № 3

резонансного возбуждения существенно упрощается в клиновидном волноводе, глубина которого плавно изменяется в некотором диапазоне глубин, а звуковое поле возбуждается дискретными составляющими ВЛЗР катамарана, образующими достаточно плотный набор частот с шагом $\Delta f = 0,7$ Гц. Кроме того, клиновидность волновода приводит к тому, что одному и тому же значению резонансного параметра $x_{p,n}$ соответствуют различные комбинации частоты и глубины волновода. На рис. 10 представлена частотная зависимость спектральной плотности мощности в единицах звукового давления (СПМ(Д), Па² Гц⁻¹) в

каналах комбинированного приемника, усреднённая за время прохода катамарана траверзной точки на трассе № 2 (начальное значение логарифмического уровня (дБ) выбрано произвольным).

Во всех каналах комбинированного приемника хорошо выделяются резонансные частоты в диапазоне 13–20 Гц, соответствующие первому значению частотного параметра $x_{p,1}$, но различным значениям глубины волновода h_m в диапазоне глубин 30–50 м, соответствующих экспериментальной трассе. Для других значений частотного параметра $x_{p,n}$, соответствующих продольным резонансам более высокого

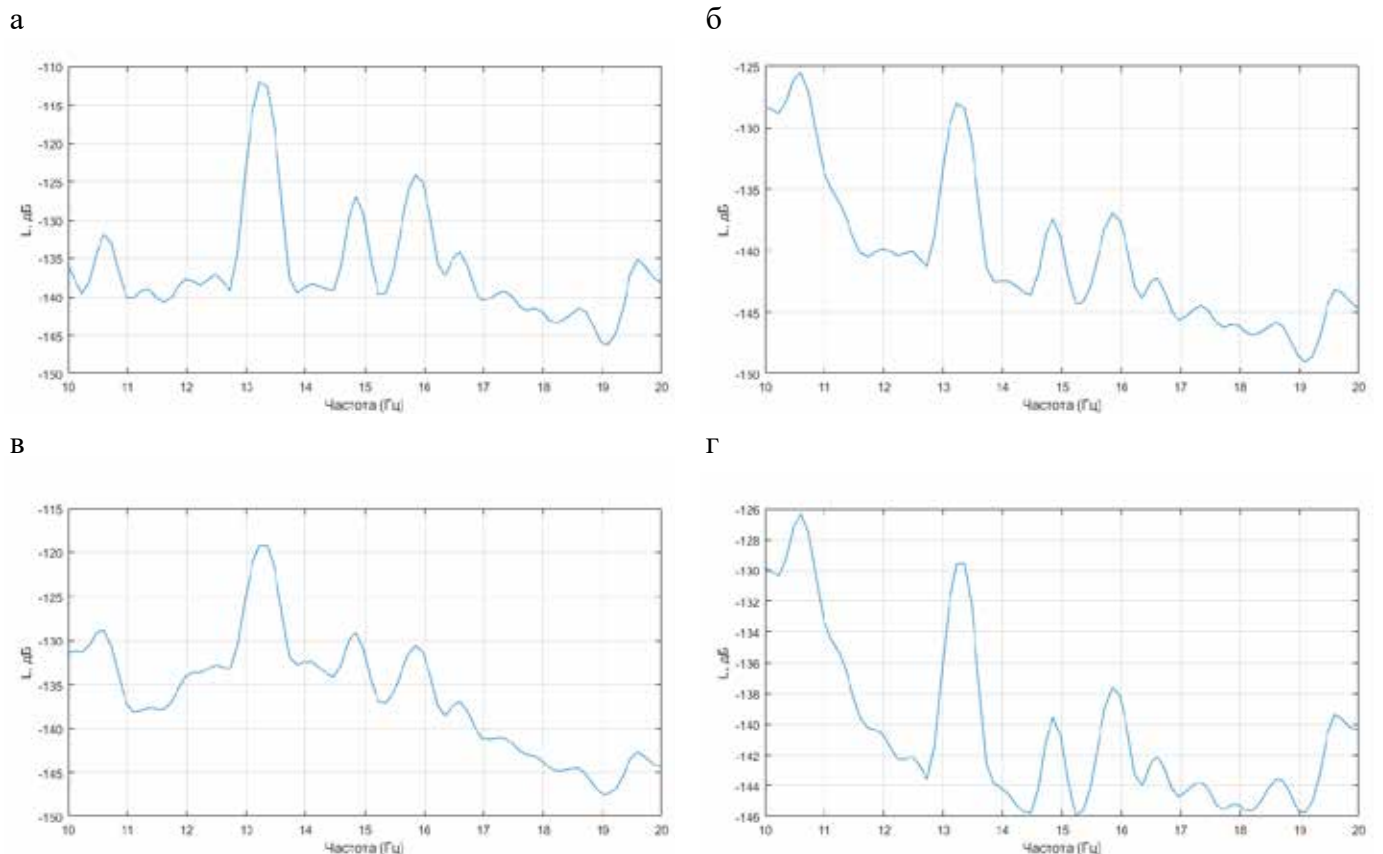


Рис. 10. СПМ(Д) в каналах КП: а – $|p|^2$, б – I_x , в – I_y , г – I_z в диапазоне частот 10–20 Гц

порядка и выделенному набору глубин h_m в диапазоне глубин 30–50 м, будут соответствовать резонансные частоты f_{nm} , которые должны наблюдаться на частотной зависимости СПМ(Д) в каналах комбинированного приемника. На рис. 11 поясняется частотная зависимость СПМ(Д) в каналах комбинированного приемника в диапазоне частот 20–200 Гц. Весь набор модельных оценок резонансных частот f_{nm} клиновидного волновода глубиной 30–50 м сведён в табл. 2 для $n = 1, 3, 5, 7, 9$.

Можно отметить практически полное соответствие модельных и экспериментальных значений резонансных частот в широком диапазоне частот 10–200 Гц, а небольшое их несоответствие легко устраняется незначительным изменением глубины волновода h_m , рассчитанных первоначально по зна-

чению первого частотного параметра $x_{p,1}$ и набору экспериментальных резонансных частот в диапазоне 10–20 Гц. Характерно, что максимальный по уровню продольный резонанс на частоте 102 Гц реализуется совместным возбуждением пятой гармоники в волноводе глубиной 34,5 м и седьмой гармоники в волноводе глубиной 48 м. Следующий по уровню дуплет резонансных частот 88 Гц и 93 Гц реализуется совместным возбуждением продольного резонанса, соответствующего пятой гармонике, в волноводе глубиной 40 м и в волноводе глубиной 38 м. Слияние отдельных резонансов приводит к эффекту широкополосного возбуждения клиновидного волновода в некоторой полосе частот в диапазоне 130–200 Гц и к формированию глобального максимума уровня СПМ(Д) в диапазоне частот 50–200 Гц. Отображение

Таблица 2. Модельные оценки резонансных частот f_{nm} клиновидного волновода

h_m	48	45	42.5	40	38	36.5	34.5	32.5	30
n									
1	13.2	14.0	14.9	15.8	16.7	17.5	18.3	19.6	21.5
3	43.5	46	49	52	55	57	60	64	71
5	73.5	78	83	88	93	97	102	109	120
7	102	109	115	123	130	136	142	151	166
9	132	140	149	158	167	175	183	196	215

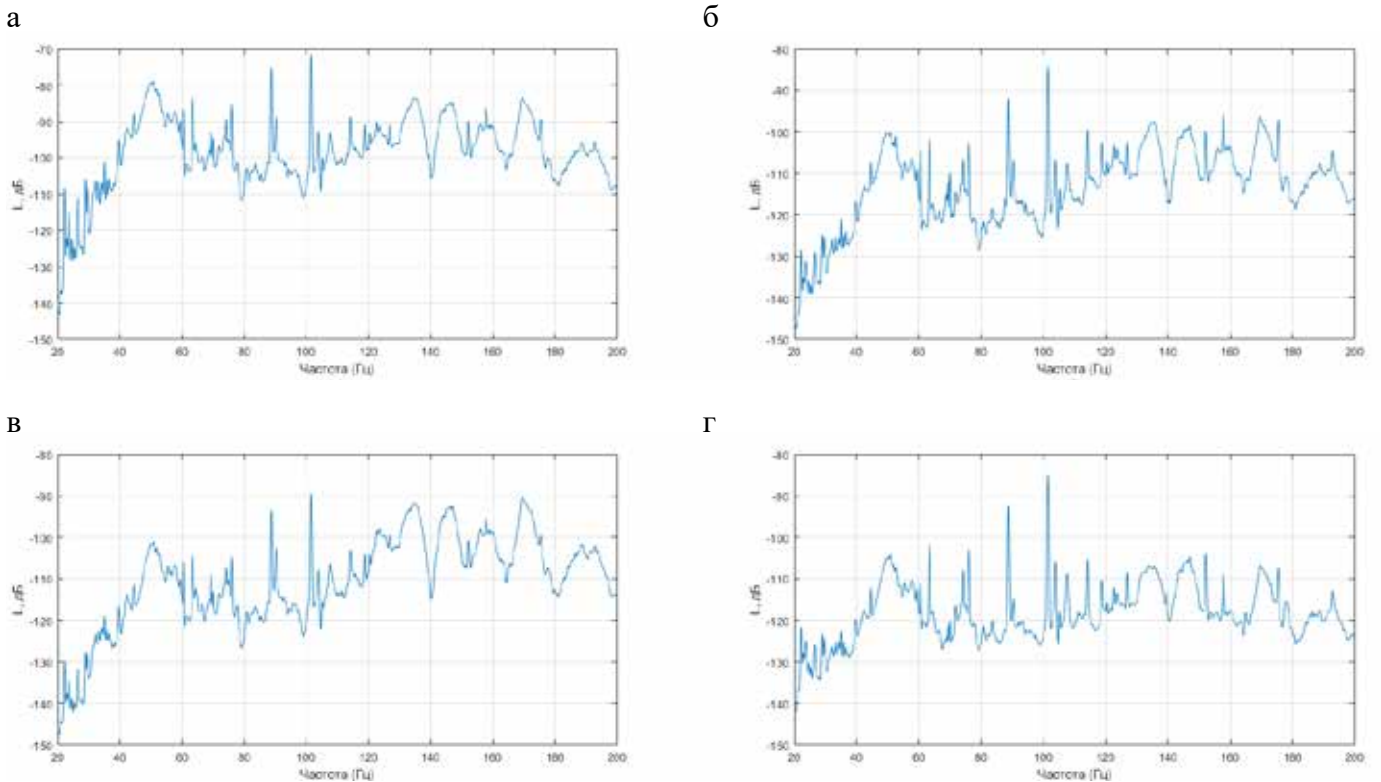


Рис. 11. СПМ(Д) в каналах КП, а – $|p|^2$, б – I_x , в – I_y , г – I_z в диапазоне частот 20–200 Гц

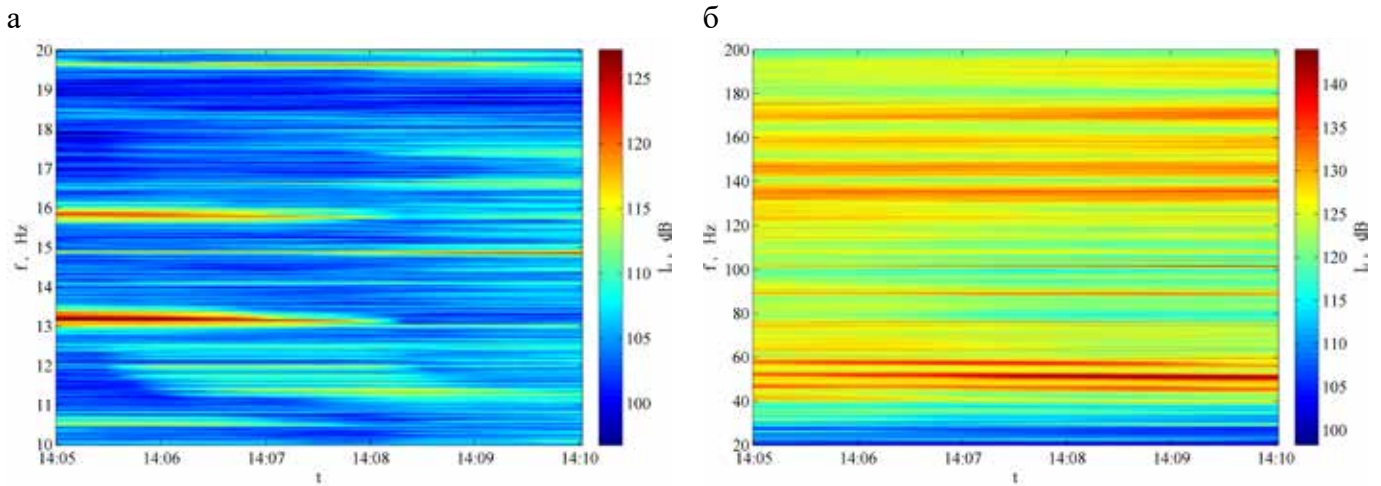


Рис. 12. Сонограммы звукового поля на выходе канала звукового давления для суммарного процесса ($S + N$), ПМ-2, трасса № 2

продольных резонансов на сонограммах звукового поля на выходе канала звукового давления представлено на рис. 12 для диапазона частот 10–20 Гц (а) и 20–200 Гц (б).

Общий вид частотной зависимости СПМ(Д) в каналах комбинированного премика в звуковом поле движущегося шумового источника поясняется рис. 13 в диапазоне частот 1,0–1000 Гц. Можно отметить, что большая часть значимых продольных резонансов волновода лежит в диапазоне частот 10–200 Гц и хорошо соответствует модельным оцен-

кам резонансных частот, приведённым в табл. 2. Штриховая линия 1 на рис. 13, а (для канала звукового давления) соответствует усреднённому закону -6дБ на октаву, характерному (по Кнудсену) для фоновых шумов моря в звуковом диапазоне частот ($f > 100$ Гц). Штриховая линия 2 соответствует закону $+8\text{дБ}$ на октаву в инфразвуковом диапазоне частот (1,0–32 Гц). Этот закон характерен для усреднённых шумов катамарана, соответствующих вырожденному полю нормальных волн на частотах, меньших первой критической частоты модельного волновода. Форми-

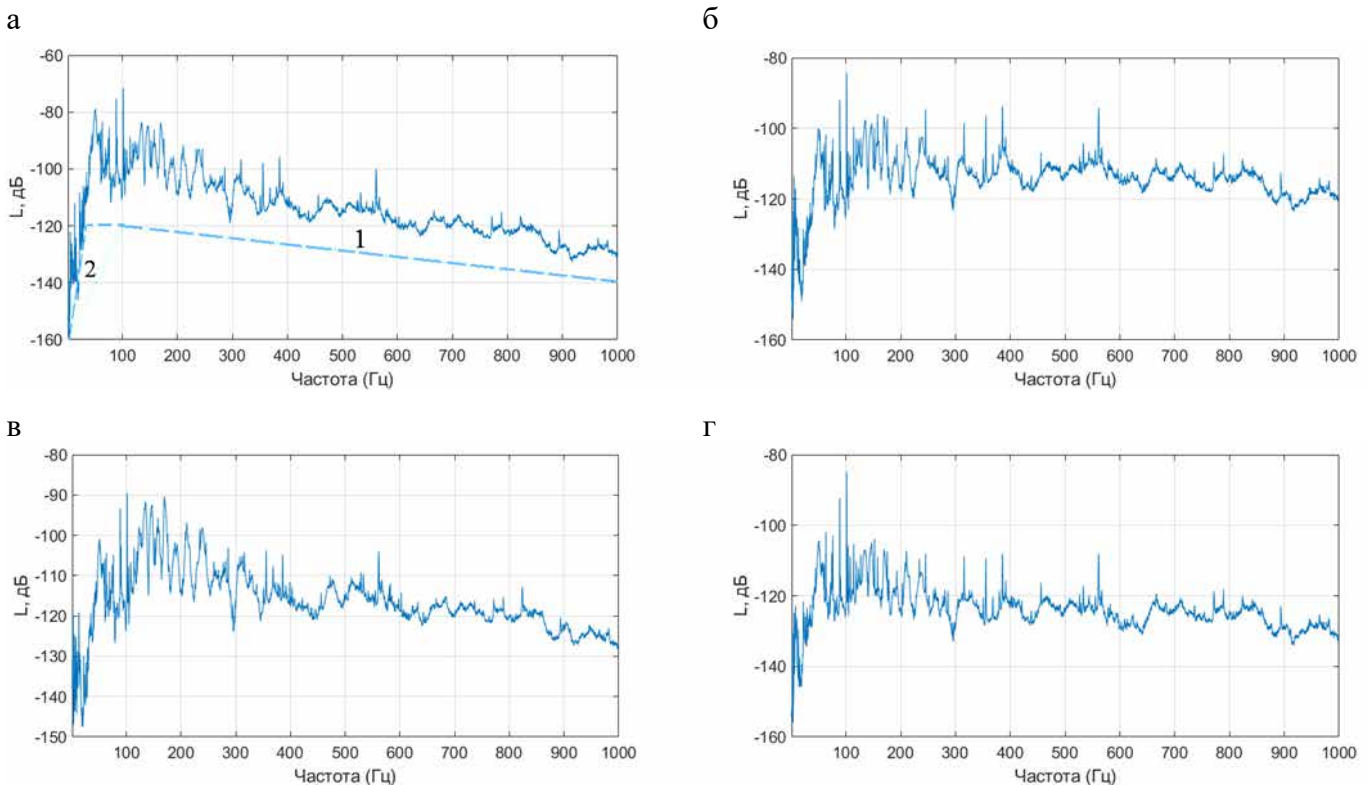


Рис. 13. СПМЗД в каналах КП: а – $|p|^2$, б – I_x , в – I_y , г – I_z в диапазоне частот 1,0–1000 Гц

рование глобального максимума СПМ(Д) в диапазоне частот 50–200 Гц, на наш взгляд, связано именно с возбуждением продольных резонансов в нерегулярном волноводе, каким является мелкое море переменной глубины, дискретными составляющими ВЛЗР надводных судов. С увеличением глубины моря диапазон частот, в котором происходит формирование глобального максимума СПМ(Д), смещается в сторону низких и сверхнизких частот сейсмоакустики, а закон -6дБ на октаву становится доминирующим усреднённым законом в широком диапазоне частот $1,0\text{--}10^4$ Гц в шумовом поле звукового давления, что подтверждается данными, приведёнными в монографии [7].

Заключение

Выполнено модельное исследование звуковых полей в окрестности частот продольного резонанса в клиновидном волноводе. Для подтверждения резонансного характера возбуждения нормальных волн выполнено экспериментальное исследование звуковых полей, создаваемых движущимся шумовым источником, в клиновидном волноводе. Экспериментальные результаты, полученные с использованием комбинированных приёмников, образующих вертикальную антенну, хорошо подтверждают существование продольных резонансов в поперечном сечении волновода при определённых значениях частотного параметра, которые отсутствуют в классическом решении. Возбуждение продольных резонансов в нерегулярном волноводе, каким является мелкое море переменной глубины, шумами судоходства формирует глобальный максимум СПМ(Д) в диапазоне частот 50–200 Гц. Результаты натурального эксперимента хорошо соответствуют обобщённому описанию звуковых полей в модельных волноводах, подтверждая тем самым предпочтительность обобщённого решения соответствующих граничной задаче в инфразвуковом диапазоне частот.



ЛИТЕРАТУРА

1. Pekeris C.L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water // *Geol. Soc. Am. Mem.* 1948. No 27. P. 48–156.
2. Бреховских Л.М. О поле точечного излучателя в слоисто-неоднородной среде // *Изв. АН СССР. Серия физич.* 1949. Т. 13, № 5. С. 505–545.
3. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
4. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 280 с.
6. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. С. 278–290.
7. Акустика океана / под. ред. Л. М. Бреховских. М.: Наука, 1974. 692 с.
8. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Т. 1 Основы теории отражения и распространения звука. М.: Наука, 2007. 442 с.
9. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Т. 2. Звуковые поля в слоистых и трёхмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 428 с.
10. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Несамосопряжённая модельная постановка граничной задачи Пекериса // *ДАН.* 2010. Т. 434, № 4. С. 540–543.
11. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Пограничные волны на границе раздела вода – морское дно // *ДАН.* 2010. Т. 433, № 3. С. 403–405.
12. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Эффект самофокусировки ненаправленного излучения в слоистых средах. // *ДАН.* 2010. Т. 432, № 5. С. 681–684.
13. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Резонансные явления в нерегулярных акустических волноводах типа берегового клина // *ДАН.* 2011. Т. 436, № 4. С.545–548.
14. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М.: Наука, 2009. 406 с.
15. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Модельные задачи в акустике слоистых сред. Владивосток: Дальнаука, 2012. 256 с.
16. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б., Злобин Д.В., Косарев Г.В. Акустика мелкого моря в скалярно-векторном описании. Теория и эксперимент. Владивосток, 2019. 360 с.
17. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Скалярно-векторная структура и кинематические характеристики звукового поля в инфразвуковом диапазоне част // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика.* 2021. Т. 14, № 3. С. 71–85.
18. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Пограничные волны в проблеме обнаружения подводных источников шума // *Подводные исследования и робототехника.* 2019. № 4 (30). С. 37–42.
19. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Модельное описание и экспериментальное исследование звуковых полей инфразвукового диапазона в мелком море (обзор) // *Подводные исследования и робототехника.* 2021. № 3(37). С. 59–72.
20. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Идентификация модовой структуры звукового поля в мелком море в инфразвуковом диапазоне частот // *Подводные исследования и робототехника.* 2022. № 1(39). С. 58–71.
21. Gao Tain-Fu, Shang E.C. Effect of the branch-cut on the transformation between the modes and rays // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983. Vol. 73, No. 5. P. 1551–1555.
22. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане. Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. 71 с.
23. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. С. 168–23.

Об авторах

КАСАТКИН Борис Анатольевич, д.ф.-м.н., г.н.с., профессор
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий Дальневосточного отделения Российской академии наук

Адрес: 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а

Область научных интересов: теоретическая и прикладная гидроакустика, распространение звуковых волн в слоистых волноводах

E-mail: kasatkas@marine.febras.ru

ORCID: 0000-0001-7392-3672

ЗЛОБИНА Надежда Владимировна, д.т.н., г.н.с.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий Дальневосточного отделения Российской академии наук

Адрес: 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а

Область научных интересов: акустика слоистых сред, обработка сигналов

E-mail: zlobina@marine.febras.ru

ORCID: 0000-0003-3314-2163

КАСАТКИН Сергей Борисович, к.ф.-м.н., зав. лабораторией
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий Дальневосточного отделения Российской академии наук

Адрес: 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а

Область научных интересов: гидроакустика, обработка сигналов, шумовые поля, гибридные приемные системы, неоднородные обобщенные волны

Тел.: 8(908)440-8854

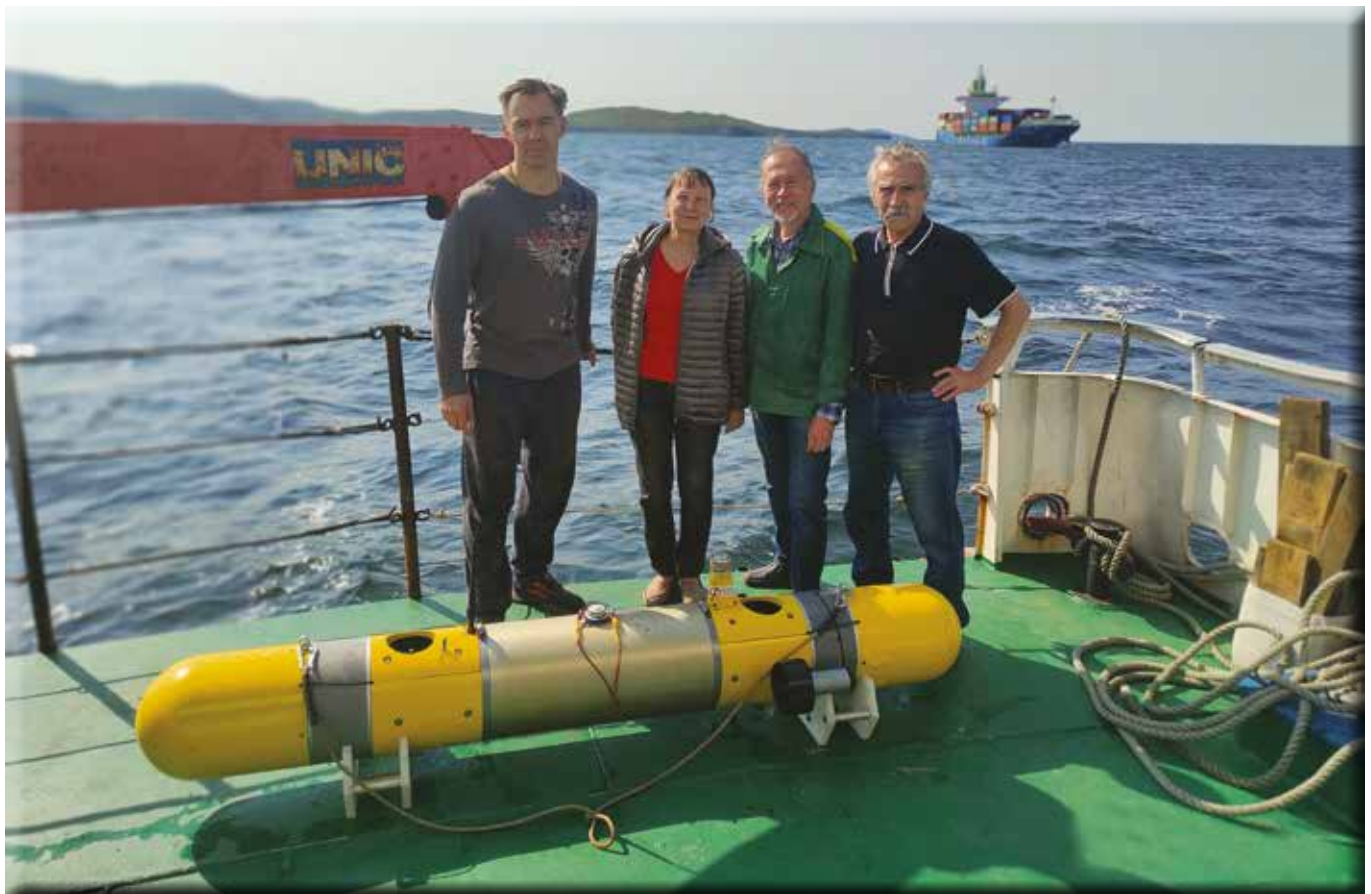
E-mail: kasatkas@marine.febras.ru

ORCID: 0000-0002-0945-8355



Для цитирования:

Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КЛИНОВИДНОМ ВОЛНОВОДЕ И ИХ ВЕРИФИКАЦИЯ В МЕЛКОМ МОРЕ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ // Подводные исследования и робототехника. 2022. № 4 (42). С. 71–83. DOI: 10.37102/1992-4429_2022_42_04_07. EDN: NVTDQT.



RESONANT PHENOMENA IN A WEDGE-SHAPED WAVEGUIDE AND THEIR VERIFICATION IN A SHALLOW SEA IN THE INFRASONIC FREQUENCY RANGE

B.A. Kasatkin, N.V. Zlobina, S.B. Kasatkin

In the forming of sound fields in irregular waveguides of the coastal wedge type, the process of excitation of normal waves captured by the waveguide plays an important role. The capture process itself has a different description in different model statements, which can serve as an additional sign of verification of the model solutions themselves. The best conditions for experimental observation of the process of capturing normal waves by a waveguide are realized in conditions of a shallow sea of variable depth in the infrasonic frequency range. In this frequency range, the most suitable source is the discrete components of the shaft-blade scale (VLZR) of a moving vessel, which was used by RV "Yuri MOLOKOV". A vertical antenna equipped with combined receivers is used as a receiving system. In the frequency range greater than the first critical frequency of the model waveguide, a spectral analysis of power flows in the channels of the combined receiver was performed. Based on the results of spectral analysis, a set of resonant frequencies of a waveguide of variable depth excited by discrete components of a roller-blade scale of a noise source is determined. Most of the detected resonances correspond well to the model description, and the experimental data together unequivocally confirm the preference of the generalized solution.

Keywords: non-self-adjoint model formulation, generalized solution, acoustic vector sensor, informative parameters, infrasound, shallow sea, longitudinal resonances.

References

1. Pekeris C.L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water. Geol. Soc. Am. Mem. 1948. No 27. P. 48-156.
2. Brekhovskikh L.M. On the field of a point emitter in a layered-inhomogeneous medium. Izv. of the USSR Academy of Sciences. Series of physics. 1949. Vol. 13. No. 5. P. 505-545.
3. Brekhovskikh L.M. Waves in layered media. Moscow: Publishing House of the USSR Academy of Sciences, 1957. 502 p.
4. Brekhovskikh L.M. Waves in layered media. Moscow: Nauka, 1973. 343 p.
5. Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P. Theoretical foundations of ocean acoustics. L.: Hydrometeoizdat, 1982. 280 p.
6. Brekhovskikh L.M., Godin O.A. Acoustics of layered media. Moscow: Nauka, 1989. P. 278-290.
7. Acoustics of the ocean. Edited by L. M. Brekhovskikh. M.: Nauka, 1974. 692 p.
8. Brekhovskikh L.M., Godin O.A. Acoustics of inhomogeneous media. Vol.1. Fundamentals of the theory of reflection and propagation of sound. Moscow: Nauka, 2007. 442 p.
9. Brekhovskikh L.M., Godin O.A. Acoustics of inhomogeneous media. Vol.2. Sound fields in layered and three-dimensional inhomogeneous media. Moscow: Nauka, 2009. 428 p.
10. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. Non-self-adjoint model formulation of the boundary Pekeris problem. DAN. 2010. Vol. 434, No. 4. P. 540-543.
11. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. Boundary waves at the water-seabed interface. DAN. 2010. Vol. 433, No. 3. P. 403-405.
12. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. The effect of self-focusing of non-directional radiation in layered media. DAN. 2010. Vol. 432, No. 5. P. 681-684
13. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. Resonant phenomena in irregular acoustic waveguides of the coastal wedge type. DAN. 2011. Vol. 436, No. 4. P. 545-548
14. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. Correct formulation of boundary value problems in acoustics of layered media. Moscow. Science, 2009. 406 p.
15. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Model problems in acoustics of layered media. Vladivostok: Dalnauka, 2012. 256 p.
16. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B., Zlobin D.V., Kosarev G.V. Acoustics of the shallow sea in a scalar-vector description. Theory and experiment. Vladivostok. 2019. 360 p.
17. Kasatkin B.A., Kasatkin S.B. Scalar – vector structure and kinematic characteristics of the sound field in the infrasound frequency range. Fundamental and applied hydrophysics. 2021. Vol. 14. No. 3. P. 71-85.
18. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Boundary waves in the problem of detecting underwater noise sources. Underwater research and robotics. 2019. No. 4 (30). P. 37-42.
19. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Model description and experimental study of sound fields of the infrasound range in the shallow sea (review). Underwater research and robotics. 2021. No. 3(37). P. 59-72.

20. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Identification of the sound field mode structure in shallow water in the infrasound frequency range. *Underwater research and robotics*. 2022. No. 1(39). P. 58-71.

21. Gao Tain-Fu, Shang E.C. Effect of the branch-cut on the transformation between the modes and rays. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983. Vol. 73. No. 5. P. 1551-1555.

22. Chuprov S.D. Interference structure of the sound field in a layered ocean. *Acoustics of the ocean. The current state*. M.: Nauka, 1982. 71 p.

23. Gordienko V.A. *Vector-phase methods in acoustics*. M.: Fizmatlit, 2007. P. 168-237.

About authors

KASATKIN Boris Anatolyevich, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Researcher

Institute of Marine Technology Problems of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences

Address: 5a Sukhanova st., Vladivostok, Russia

Research interests: Theoretical and applied hydroacoustics, sound wave propagation in layered waveguides

E-mail: kasatkas@marine.febras.ru

ORCID: 0000-0001-7392-3672

ZLOBINA Nadezhda Vladimirovna, Doctor of Technical Sciences, Chief Researcher

Institute of Marine Technology Problems of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences

Address: 5a Sukhanova st., Vladivostok, Russia

Research interests: Acoustics of layered media, signal processing

E-mail: zlobina@marine.febras.ru

ORCID: 0000-0003-3314-2163

KASATKIN Sergey Borisovich, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head laboratory

Institute of Marine Technology Problems of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences

Address: 5a Sukhanova st., Vladivostok, Russia

Research interests: hydroacoustics, signals processing, noise fields, hybrid receiving systems, inhomogeneous generalized waves

Phone: +7(908)440-8854

E-mail: kasatkas@marine.febras.ru

ORCID: 0000-0002-0945-8355

Recommended citation:

Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Resonant phenomena in a wedge-shaped waveguide and their verification in a shallow sea in the infrasonic frequency range. *Underwater investigations and robotics*. 2022. No. 4 (42). P. 71–83. DOI: 10.37102/1992-4429_2022_42_04_07. EDN: NVTDT.

